

SÉRIE A, N° 2086

N° D'ORDRE :

1218

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

H. GUTTON

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR LES PROPRIÉTÉS DIÉLECTRIQUES
DES GAZ IONISÉS ET LA DÉCHARGE EN HAUTE
FRÉQUENCE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **19 06 1929** devant la Commission d'examen.

MM. ABRAHAM..... *Président.*

FABRY..... } *Examineurs.*

LESPIEAU..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1929

SÉRIE A, N° 2086

N° D'ORDRE :

1218

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

H. GUTTON

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR LES PROPRIÉTÉS DIÉLECTRIQUES
DES GAZ IONISÉS ET LA DÉCHARGE EN HAUTE
FRÉQUENCE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **19 06 1929** devant la Commission d'examen.

MM. ABRAHAM..... *Président.*

FABRY.....
LESPIEAU..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1929

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen..... C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du globe.

Doyens honoraires.. P. APPELL, M. MOLLIARD.

<i>Profess. honoraires</i> .	}	A. JOANNIS.	A. LEDUC.
		H. LE CHATELIER.	R. DONGIER.
		H. LEBESGUE.	E. HEROUARD.
		A. FERNBACH.	

<i>Professeurs</i>	}	ÉMILE PICARD.....	Analyse supér. et algèbre supérieure.
		G. KOENIGS.....	Mécanique physique et expérimentale
		E. GOURSAT.....	Calcul différentiel et calcul intégral.
		P. JANET.....	Electrotechnique générale.
		F. WALLERANT...	Minéralogie.
		P. PAINLEVÉ.....	Mécanique anal. et mécanique céleste.
		GABRIEL BERTRAND	Chimie biologique.
		M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale et radioactivité.
		M. CAULLERY.....	Zoologie (Évolution des êtres organisés)
		G. URBAIN.....	Chimie générale.
		ÉMILE BOREL	Calcul des probabilités et phys. mathém.
		L. MARCHIS	Aviation.
		JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
		RÉMY PERRIER....	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
		H. ABRAHAM.....	Physique.
		M. MOLLIARD.....	Physiologie végétale.
		E. CARTAN.....	Géométrie supérieure.
		L. LAPICQUE.....	Physiologie générale.
		E. VESSIOT	Théorie des fonct. et th. des transf.
		A. COTTON.....	Physique générale.
		J. DRACH	Application de l'analyse à la géométrie.
		CHARLES FABRY...	Physique.
		CHARLES PÉREZ...	Zoologie.
		LÉON BERTRAND...	Géolog. structurale et géolog. appliquée.
		R. LESPIEAU	Théories chimiques.
E. RABAUD.....	Biologie expérimentale.		
P. PORTIER.....	Physiologie comparée.		
E. BLAISE.....	Chimie organique.		
P.-A. DANGEARD..	Botanique.		
P. MONTEL	Mécanique rationnelle.		
P. WINTREBERT..	Anatomie et histologie comparées.		
O. DUBOSCQ	Biologie maritime.		
G. JULIA	Mathématiques générales.		
A. MAILHE.....	Etude des combustibles.		
L. LUTAUD.....	Géogr. physique et géol. dynamique.		
EUGÈNE BLOCH...	Physique théorique et phys. céleste.		
HENRI VILLAT....	Mécanique des fluides et applications.		
CH. JACOB.....	Géologie.		
P. PASCAL.....	Chimie minérale.		
LÉON BRILLOUIN..	Théories physiques.		
V. AUGER	Chimie appliquée.		
N.....	Astronomie.		



E. PÉCHARD....	Chimie (Ens. P. C. N.).	L. JOLEAUD.....	Paléontologie.
M. GUICHARD...	Chimie minérale.	M. JAVILLIER....	Chimie biologique.
A. GUILLET....	Physique.	A. DUFOUR.....	Physique (P.C.N.).
G. MAUGUIN....	Minéralogie.	F. PICARD	Zoologie (Evolution des êtres organisés).
L. BLARINGHEM	Botanique.		
A. MICHEL-LÉVY	Pétrographie.	ROBERT-LÉVY...	Zoologie.
A. DEREIMS....	Géologie.	L. DUNOYER.....	Optique appliquée.
A. DENJOY.....	Calcul diff. et int.	A. GUILLIERMOND	Botanique (P.C.N.).
H. BENARD.....	Physique (P.C.N.).	A. DEBIERNE....	Radioactivité.
E. DARMOIS....	Physique.	M. FRECHET.....	Calcul des probabilités et phys. mathém.
G. BRUHAT.....	Physique.		
H. MOUTON.....	Chimie physique.		

Secrétaire..... A. PACAUD

A MES PARENTS

RECHERCHES SUR LES PROPRIÉTÉS DIÉLECTRIQUES DES GAZ IONISÉS ET LA DÉCHARGE EN HAUTE FRÉQUENCE

Par M. H. GUTTON.

INTRODUCTION

Les théories de propagation des ondes radiotélégraphiques autour de la Terre font intervenir les propriétés des gaz ionisés de la haute atmosphère. Eccles en 1912 ⁽¹⁾, puis Larmor en 1924 ⁽²⁾ ont montré qu'un courant de convection dû au déplacement des ions dans un champ alternatif provoquait une augmentation de la vitesse de propagation.

Un ion de masse m et de charge e est déplacé, à l'instant t , d'une longueur ξ dans un champ électrique d'intensité Z , l'équation de son mouvement est

$$(1) \quad m \frac{d^2\xi}{dt^2} = eZ.$$

N étant le nombre d'ions par centimètre cube, les mouvements de ces ions produisent, dans la direction de la force électrique, un courant de convection $Ne \frac{d\xi}{dt}$. Dans les équations du champ électromagnétique, ce courant introduit un terme supplémentaire et pour un système d'ondes planes polarisées se propageant dans la direction de Ox , la force

(1) ECCLES W. H., *Proc. Roy. Soc.*, vol. 48, p. 79, 1912.

(2) JOSEPH LARMOR, *Phil. Mag.*, S. 6, vol. 48, p. 1025, déc. 1924.

électrique Z et la force magnétique H , satisfont aux équations.

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial Z}{\partial x} = \mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \\ \frac{\partial H}{\partial x} = K_0 \frac{\partial Z}{\partial t} + 4\pi Ne \frac{d\xi}{dt} \end{array} \right.$$

Dans lesquelles μ_0 et K_0 sont la perméabilité et la constante diélectrique du milieu non ionisé.

En éliminant H

$$(3) \quad \frac{1}{\mu} \frac{\partial^2 Z}{\partial x^2} = K_0 \frac{\partial^2 Z}{\partial t^2} + \frac{4\pi Ne^2 Z}{m}.$$

Pour des ondes sinusoïdales :

$$Z = e^{j\omega \left(t - \frac{x}{v_1} \right)}.$$

En substituant dans l'équation (3) et en désignant par $v_0 = \sqrt{K_0 \mu_0}$ la vitesse de propagation dans le gaz non ionisé,

$$\frac{1}{v_1^2} = \frac{1}{v_0^2} - \frac{4\pi Ne^2 \mu}{m\omega^2}$$

La vitesse v_1 est celle que l'on trouverait dans un milieu de constante diélectrique

$$(4) \quad K_1 = K_0 - \frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2}.$$

La constante K_1 décroît lorsque N augmente et, pour un milieu suffisamment ionisé, K_1 devient négatif; or ce résultat n'a pas de signification physique. Il est donc utile de rechercher par l'expérience quelles peuvent être les propriétés diélectriques des gaz ionisés.

On possède très peu de résultats expérimentaux sur cette question. Les expériences faites, à la pression atmosphérique, sur des gaz très peu ionisés n'ont donné aucun résultat ⁽¹⁾.

(1) BARTON et KILBY, *Phil. Mag.*, S. 6, t. 26, p. 567, 1913.

Seul Van der Pol ⁽¹⁾, à la suite d'expériences faites à faible pression sur un gaz traversé par une décharge, a pu constater l'existence d'une constante diélectrique inférieure à l'unité.

Nous nous sommes donc proposé d'étudier dans un champ alternatif, les propriétés d'un gaz ionisé, et de rechercher ce qui se passe lorsque le nombre d'ions est assez grand pour que la formule (4) donne des valeurs négatives de K_1 .

Il importe d'utiliser des fréquences très élevées, afin que l'amplitude des oscillations d'un électron reste très petite, vis-à-vis du diamètre du tube contenant le gaz ionisé. C'est seulement dans ces conditions que la paroi ne trouble pas d'une façon notable les oscillations électroniques. Le tube contenant le gaz était disposé entre les armatures du condensateur d'un résonateur; la mesure de l'intensité efficace du courant dans ce résonateur, nous permettait d'obtenir l'ordre de grandeur de l'amplitude des oscillations du champ. Elle était inférieure à 10 volts par centimètre. La double amplitude des oscillations d'un électron entièrement libre est alors inférieur à 0 cm. 1 pour des ondes de 4 m. et à 0 cm. 04 pour des ondes de 2 m. Nous avons utilisé des ondes de longueur égale ou inférieure à 4 m. dans des tubes dont le diamètre était environ 4 cm.

Les méthodes que nous avons employées, consistent, en principe, à mesurer les variations de période propre et d'amortissement du résonateur, lorsqu'on change l'ionisation du gaz.

Nous avons utilisé deux méthodes un peu différentes. Les expériences ont été faites au Laboratoire de Physique de la Faculté des Sciences de Nancy.

(1) VAN DER POL, *Thèse, Utrecht*, 1920.

CHAPITRE PREMIER

Première série d'expériences.

Un résonateur (fig. 1) est constitué par deux lames de cuivre parallèles, ayant 20 cm. 2 de longueur et 4 cm. de largeur, distantes de 4 cm. et réunies par un fil de cuivre de 92 cm. de long, au milieu duquel est intercalé une soudure thermoélectrique S ; un fil de fer et un fil de constantan de 0 mm. 05 de diamètre sont soudés en croix, deux des bran-

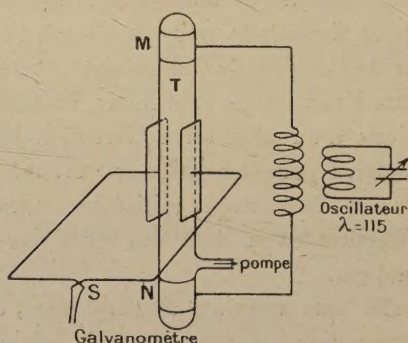


Fig. 1.

ches de la croix sont reliées au résonateur, les deux autres à un galvanomètre sensible. La soudure est enfermée dans une petite boîte de carton. Le courant dans le résonateur chauffe la soudure ; la déviation du galvanomètre est proportionnelle au carré de l'intensité efficace de ce courant.

Parallèlement au plus long côté des lames de cuivre formant les armatures du condensateur, est disposé un tube de verre T de 4 cm. de diamètre et de 40 cm. de longueur. On

y fait le vide avec une pompe à vapeur de mercure et une pompe à huile. Le gaz est desséché au moyen d'anhydride phosphorique, sa pression est mesurée avec une jauge, et l'on peut introduire dans le tube de l'hydrogène au moyen d'un osmorégulateur Villard.

La longueur d'onde du résonateur lorsque le gaz n'est pas ionisé est 408 cm. 5.

Le gaz peut être ionisé à l'intérieur du tube en y faisant passer des décharges entre deux électrodes M et N, constituées par des anneaux de papier d'étain collées aux extrémités du tube contre sa paroi externe. Ces électrodes sont réunies à une bobine accordée sur la fréquence d'un oscillateur à deux lampes du modèle Métal E₄ montées en parallèles. La tension de plaque est 1 000 volts et la longueur d'onde de cet oscillateur est 115 m. On s'est assuré que ses oscillations, de fréquence beaucoup plus faible que celle du résonateur, étaient sans influence sur celui-ci et ne provoquaient aucune déviation du galvanomètre.

Lorsque la décharge passe, il se produit, au milieu du tube, dans la région placée entre les armatures du condensateur une lueur bien homogène. On modifie l'ionisation en augmentant ou diminuant le courant de chauffage des filaments des lampes.

Le résonateur est couplé, en couplage très lâche, avec un second oscillateur à une seule lampe TM ⁽¹⁾ (fig. 2) dont la tension de plaque est 240 volts. On peut faire varier d'une façon continue sa longueur d'onde afin de l'accorder sur le résonateur ; cette variation s'obtient en modifiant la longueur du fil de plaque de la manière suivante, dans deux tubes *a* et *b* contenant du mercure, plongent les deux branches d'un fil de cuivre recourbé en forme d'U ; on le tire vers le haut par un fil de soie s'enroulant sur le pas d'une tige filetée, un fil de caoutchouc *c* maintient, en tirant le pont vers le bas, le

(1) C. GUTTON et TOULY, *Comptes Rendus*, t. 168, p. 271, 1919.

fil de soie toujours tendu. En réglant convenablement la longueur des circuits de grille et plaque de l'oscillateur, on arrive à faire varier dans des limites suffisantes la longueur

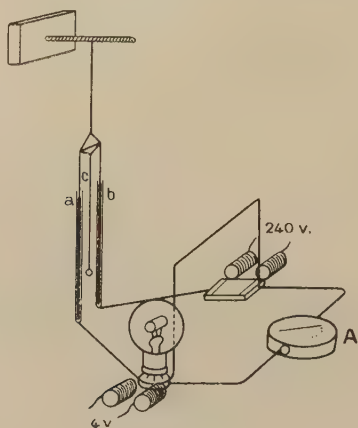


Fig. 2.

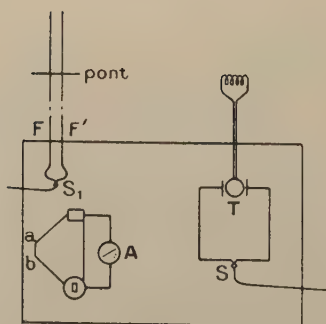


Fig. 3.

d'onde, sans observer sur un ampèremètre thermique A de variations d'intensité efficace du courant oscillant.

Pour accorder l'oscillateur sur le résonateur, on modifie la longueur d'onde de l'oscillateur, jusqu'à ce que l'échauffement de la soudure thermoélectrique S passe par un maxi-

mum et l'on mesure, par la déviation du galvanomètre, le carré de l'intensité efficace du courant de résonance. L'ensemble du résonateur et de l'oscillateur à courte longueur d'onde est enfermé dans une caisse doublée de plomb formant écran, comme il est indiqué sur la figure 3.

Une ligne de deux fils FF' , réunis à leur origine par une seconde soudure thermoélectrique S_1 et sur laquelle se déplace un pont, est également couplée à l'oscillateur et sert à mesurer la longueur d'onde lorsque l'accord du résonateur et de l'oscillateur est obtenu. La mesure de l'internœud se fait à moins de 1 mm. près.

Nous faisons une série d'expériences comme il suit.

Le gaz contenu dans le tube n'étant pas ionisé, nous réglons l'oscillateur de façon à obtenir la plus grande déviation possible du galvanomètre relié à la soudure du résonateur, ce dernier est alors en résonance. Nous notons l'intensité efficace du courant de résonance. A l'aide de la soudure intercalée sur la ligne FF' , nous déterminons les positions du pont pour lesquelles cette ligne est en résonance. Nous obtenons ainsi la longueur d'onde de l'oscillateur. Nous ionisons ensuite le gaz en y faisant passer des décharges. Nous accordons à nouveau l'oscillateur sur le résonateur, puis nous mesurons encore l'intensité efficace du courant de résonance et la longueur d'onde λ de l'oscillateur. Nous faisons ensuite ces deux mesures pour des intensités croissantes de la décharge.

Des séries d'expériences ont été faites à différentes pressions, en ayant soin de maintenir cette pression parfaitement constante au cours de chacune des séries.

La figure 4 représente les courbes obtenues, pour des pressions de 0 mm. 015, 0 mm. 036 et 0 mm. 100 de mercure, en portant en abscisses les longueurs d'ondes et en ordonnées les carrés de l'intensité efficace du courant de résonance. Les différents points de ces courbes correspondent à des ionisations croissantes dans le sens indiqué par les flèches.

Pour la pression 0 mm. 015 la figure 4 montre que, pour des ionisations faibles, la longueur d'onde de résonance décroît lorsque l'ionisation augmente, ce qui indique une diminution de la période sans amortissement du résonateur et par suite de sa capacité. Une ionisation faible produit ainsi,

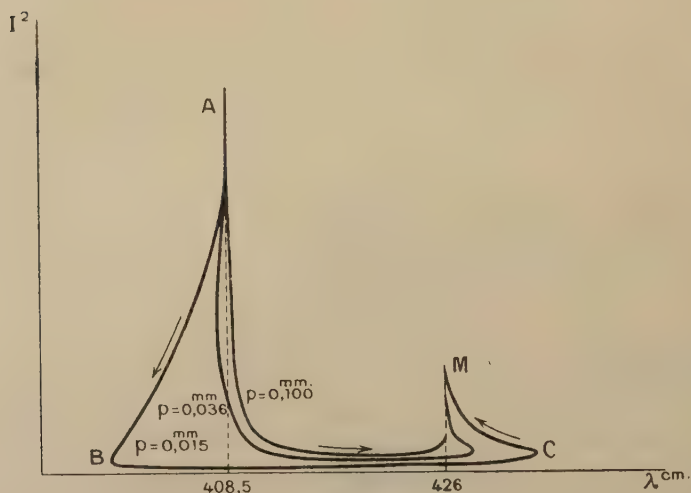


Fig. 4.

comme le prévoit la théorie de Eccles, une diminution apparente de la constante diélectrique. La diminution de l'intensité du courant de résonance indique que l'amortissement du résonateur augmente. Lorsqu'on continue à faire croître l'ionisation, la longueur d'onde du résonateur cesse de diminuer et passe, pour le point B, par une valeur minimum. Ensuite, un très faible accroissement d'ionisation augmente beaucoup la longueur d'onde du résonateur et lors de cette variation brusque son amortissement est maximum. Après cette brusque augmentation, la longueur d'onde du résonateur passe par une valeur maximum, correspondant au point C. Enfin, pour les plus grandes ionisations, elle décroît en même temps

que l'amortissement du résonateur diminue. La longueur d'onde de résonance tend, pour les plus grandes ionisations et par suite pour les plus grandes conductibilités du gaz, vers une valeur limite représentée par l'abscisse du point M. Comme la période pour laquelle la résonance se produit reste, sauf pour les très grands amortissements, très voisine de la période sans amortissement, les variations de longueur d'onde sont la conséquence de variations de la capacité du résonateur. Les expériences montrent donc, qu'à partir d'une ionisation suffisante, la diminution de constante diélectrique du gaz ionisé ne se continue pas lorsque croît l'ionisation et que l'on observe, au contraire, une brusque augmentation. La théorie de Eccles n'explique pas ce fait.

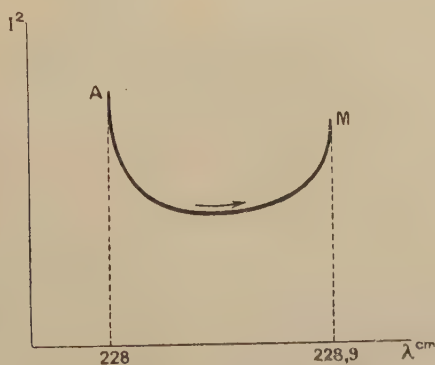


Fig. 5.

Lorsqu'on répète les mêmes expériences à des pressions plus élevées, les courbes obtenues se déforment comme l'indique la figure : les limites entre lesquelles varie la longueur d'onde se rapprochent et pour la pression de 0 mm. 100, on n'observe plus ni maximum, ni minimum de la longueur d'onde de résonance. La courbe reste entièrement comprise entre les ordonnées qui correspondent, d'une part au gaz non ionisé, d'autre part au gaz complètement conducteur. On

observe aussi que l'amortissement maximum du résonateur est moins grand pour les hautes pressions que pour les basses.

Des expériences faites en remplaçant le tube contenant le gaz ionisé par un tube rempli d'une solution très étendue de chlorure de potassium, dont on augmentait progressivement la concentration, nous ont donné (fig. 5) une courbe analogue, à celle que l'on obtient avec un gaz ionisé dont la pression est suffisamment élevée.

Ces expériences ont été reprises avec un résonateur dont la

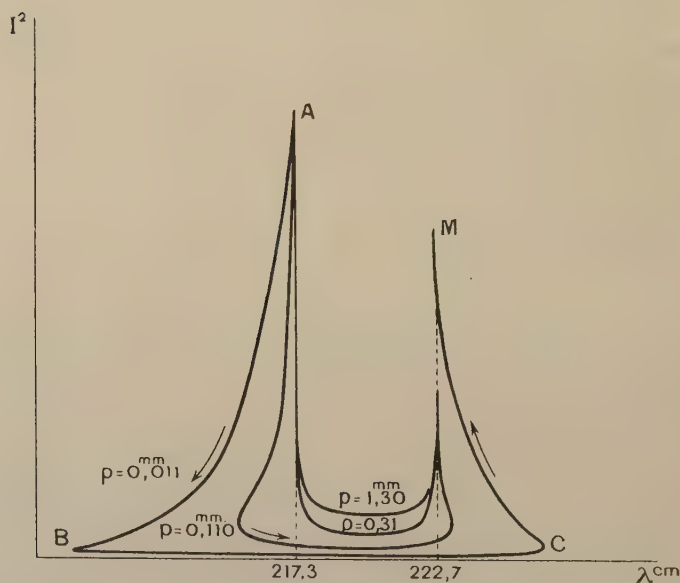


Fig. 6.

longueur d'onde était plus courte, 217 cm. au lieu de 406 cm. 5. Les courbes de la fig. 6 représentent les résultats de ces expériences. Ces courbes ont encore les formes que nous venons de décrire, mais l'ionisation pour laquelle se produit une rapide variation de la longueur d'onde est beaucoup plus grande que pour les ondes de 408 cm. 5. La pres-

sion pour laquelle on n'observe plus ni maximum ni minimum de la longueur d'onde de résonance est beaucoup plus faible (¹).

(¹) Cette première série d'expériences a été publiée dans l'*Onde électrique* (n° 64, avril 1927, p. 137) nous en avons seulement rappelé ici les principaux résultats. Elle a été faite avec la collaboration de M. J. Clément.

Seconde série d'expériences.

Nous avons repris ces mesures par un procédé un peu différent qui, en permettant le calcul du résonateur, a pu nous donner les valeurs de la constante diélectrique; nous avons d'autre part mesuré, pour chaque ionisation, la conductibilité du gaz.

Nous maintenons constante la fréquence de l'oscillateur et réglons maintenant à la résonance en modifiant les dimensions du résonateur. Celui-ci est constitué par une ligne de deux fils de cuivre parallèles, horizontaux A et B (fig. 7) de 0 mm. 8 de diamètre distants l'un de l'autre de 2 cm. Sur cette ligne, on déplace un pont P au milieu duquel est intercalé une soudure thermoélectrique fer-constantan, reliée à un

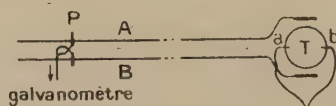


Fig. 7.

galvanomètre. A l'origine de la ligne est soudée, à chacun des fils, une petite plaque de cuivre de 2 cm. 2 sur 1 cm. 2.

Entre les deux plaques, placées verticalement et maintenues à une distance de 6 cm. 9, est disposé un tube de verre T, dont l'axe est vertical et qui a 30 cm. de longueur, 3 cm. 93 de diamètre intérieur. Comme lors de la première série d'expériences, deux anneaux de papier d'étain de 3 cm. 5 de largeur, collés à une distance de 21 cm. 1 sur les parois extérieures du tube, servent d'électrodes pour ioniser le gaz par une décharge. Ces électrodes sont réunies aux deux pôles

d'une bobine, couplée à un oscillateur à lampe du modèle Métal E₄, donnant des ondes de longueur 90 m. ; ses oscillations n'avaient aucune influence visible sur le résonateur dont la longueur d'onde était beaucoup plus courte. On fait varier l'ionisation du gaz en augmentant la différence de potentiel entre électrodes du tube par une augmentation de la température du filament de la lampe.

A la hauteur des deux armatures du condensateur formé par les plaques qui terminent la ligne et aux extrémités d'un diamètre parallèle à celle-ci, sont soudés dans la paroi du tube deux fils de platine *a* et *b* (fig. 7) de 0 mm. 2 de diamètre ; la distance de leurs extrémités est de 31 mm. Ils sont réunis à une batterie de deux éléments d'accumulateurs. Lorsqu'on ionise le gaz, il passe un courant que l'on mesure avec un galvanomètre. Ce courant est proportionnel à la conductibilité du gaz et en fournit une mesure.

Un oscillateur à ondes courtes est disposé au voisinage de la ligne et y induit une force électromotrice d'amplitude et de fréquence constante. Le gaz n'étant pas ionisé, on accorde la ligne sur cet oscillateur, en déterminant la position du pont pour laquelle le galvanomètre relié à la soudure intercalée sur ce pont indique un courant d'intensité maximum. La position d'accord du pont est fixée à 0 mm. 5 près environ.

Avant d'ioniser le gaz, on cherche la position d'accord du pont la plus voisine de l'origine de la ligne, puis on mesure la demi-longueur d'onde en déterminant la position d'accord suivante sur la ligne.

On ionise ensuite le gaz dans le tube en y faisant passer une décharge, la position d'accord du pont est modifiée, on la détermine à nouveau et on mesure l'intensité du courant de résonance. On détermine d'autre part la conductibilité du gaz.

Nous donnons ci-dessous le tableau des nombres relevés pour une série d'expériences correspondant à la longueur

d'onde de 248 cm. 7. L désigne la longueur de ligne à la position d'accord du pont la plus voisine de l'origine de la ligne ; D est la déviation du galvanomètre qui mesure le carré de l'intensité efficace du courant de résonance dans le pont ; i est la déviation du galvanomètre qui, pour une différence de potentiel de 4 v. 14 entre les fils de platine, mesure le courant dans le gaz ionisé et sa conductibilité. Ce dernier galvanomètre dévie de 112 mm. 5 pour un courant d'intensité 2,06 microampères.

L	D	i
—	—	—
49 cm. 4	355	0
49 cm. 5	303	25
49 cm. 9	225	41
50 cm. 25	137	47,5
50 cm. 4	47	49
49 cm. 65	19	53
48 cm. 85	13	54,5
47 cm. 45	20	63
48 cm. 25	148	93
48 cm. 55	250	111
48 cm. 85	315	192

La figure 8 représente des courbes obtenues en portant en abscisses les valeurs du courant i et en ordonnées, pour la courbe en traits pleins les longueurs L de ligne et pour la courbe en traits pointillés l'intensité efficace D du courant de résonance.

La figure 9 représente des courbes obtenues pour des longueurs d'onde variées. Ces dernières expériences ont été faites avec un tube de dimensions peu différentes, mais la distance des fils de platine était alors 28 mm. au lieu de 31 mm. Le courant i était donc pour la même ionisation un peu plus fort. La distance des lames du condensateur était de 81 mm.

L'ordonnée à l'origine des courbes en trait pleins des figures 8 et 9 représente la longueur de résonance de la ligne, lors-

que le gaz n'est pas ionisé. Chacune des courbes montre que, pour les ionisations croissantes, la longueur L de résonance

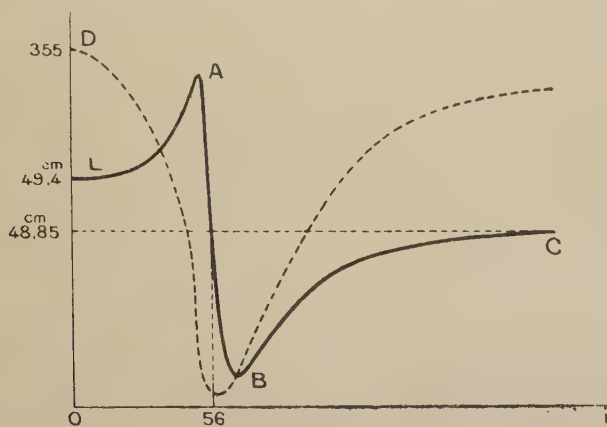


Fig. 8.

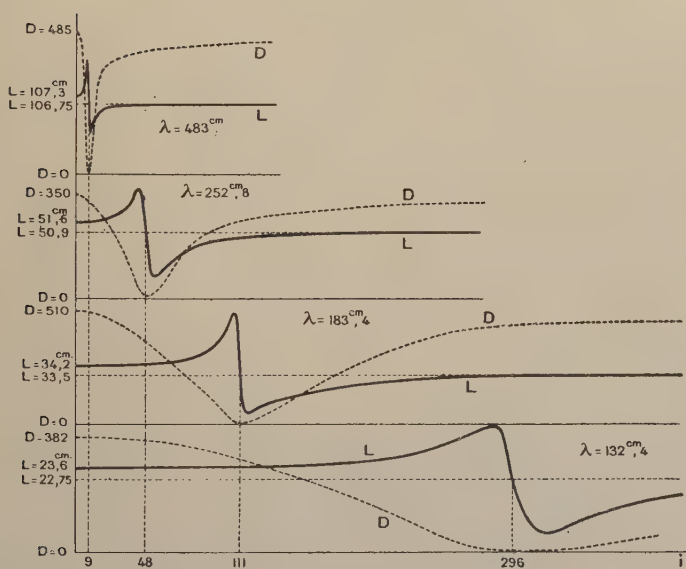


Fig. 9.

de la ligne augmente d'abord, ce qui est l'indice d'une diminution de la capacité du condensateur à gaz ionisé.

On atteint ensuite une ionisation qui correspond au point A (fig. 8) pour laquelle la longueur L cesse de croître. Puis, pour une très faible variation d'ionisation L diminue beaucoup, pour atteindre une valeur minimum en B. Pour de très fortes ionisations, L devient constant et tend vers la valeur pour laquelle le tube à gaz ionisé serait remplacé par un tube parfaitement conducteur. La courbe en traits pointillés de la figure 8, indique un minimum très marqué du courant de résonance, pour une ionisation intermédiaire entre celle qui correspond aux points A et B. On retrouve donc, comme dans les premières expériences, une brusque variation de la constante diélectrique et un fort amortissement du résonateur, pour une ionisation bien définie du gaz.

Les résultats portés sur la figure 9 montrent que la conductibilité du gaz pour laquelle on constate une brusque variation de constante diélectrique et un maximum de l'amortissement est d'autant plus grande que la longueur d'onde est plus courte. Si on fait le produit du carré de la longueur d'onde par la puissance $\frac{3}{4}$ de l'intensité du courant i , qui mesure la conductibilité du gaz lors de l'amortissement maximum, on trouve que ce produit reste à peu près constant comme le montre le tableau suivant :

λ	i	$\lambda^2 i^{\frac{3}{4}}$
483 cm.	9	121×10^4
252 cm. 8	48	116×10^4
183 cm. 4	111	116×10^4
132 cm. 4	296	124×10^4

Si l'on admet que la conductibilité du gaz est proportionnelle au nombre d'ions, la variation brusque de constante

diélectrique et le maximum d'amortissement se produisent pour un nombre d'ions dont la puissance $\frac{3}{4}$ est en raison inverse du carré de la longueur d'onde.

Toutes les expériences de ces dernières séries ont été faites à une pression très faible 0 mm. 0004. Le tube était vidé aussi complètement que possible avec une pompe à diffusion et la pression rétablie en introduisant de l'hydrogène avec un osmorégulateur. La pression était mesurée avec une jauge Dunoyer.

CHAPITRE II.

Interprétation des expériences. Oscillations électroniques. Action du champ magnétique.

Les résultats des expériences s'interprètent facilement si l'on admet que les électrons et les ions du gaz ne sont pas entièrement libres, comme le supposent les théories de Eccles et de Larmor ; mais que, par suite de leurs actions mutuelles, des forces analogues à des forces élastiques tendent à les ramener vers leurs positions initiales moyennes, lorsqu'ils en ont été écartés par une force électrique extérieure.

L'équation du mouvement de l'électron est non plus l'équation (1) (p. 1), mais une équation de la forme :

$$m \frac{d^2\xi}{dt^2} + a\xi = eZ,$$

a étant une fonction du nombre d'électrons par centimètre cube.

Si pour tenir compte des chocs des électrons avec les molécules gazeuses on ajoute une force visqueuse, elle devient :

$$m \frac{d^2\xi}{dt^2} + 2r \frac{d\xi}{dt} + a\xi = eZ.$$

Ces équations indiquent l'existence d'une période propre d'oscillation de pulsation $\omega_0 = \sqrt{\frac{a}{m}}$. En mettant en évidence cette pulsation et en posant $\frac{r}{m} = \rho$, l'équation du mouvement dans un champ électrique d'intensité Z s'écrit :

$$(5) \quad \frac{d^2\xi}{dt^2} + 2\rho \frac{d\xi}{dt} + \omega_0^2 \xi = \frac{e}{m} Z.$$

Dans la théorie des diélectriques de Lorentz, pour expliquer l'existence de bandes d'absorption optiques, on admet l'existence de particules électrisées dont le mouvement est représenté par cette équation (5). S'il existe une période propre des électrons d'un gaz ionisé, on doit donc s'attendre à retrouver des résultats analogues à ceux que l'on obtient lorsqu'on étudie la propagation de la lumière dans un milieu dispersif et absorbant.

Des phénomènes de résonance se produiront dans les gaz, lorsque la fréquence des oscillations du champ coïncide avec la fréquence des oscillations propres des particules électrisées. De telles résonances fournissent une explication des résultats que nous obtenons.

Lorsque l'ionisation est faible, la période d'oscillation propre des particules est très grande, par rapport à la période du champ électrique, on se trouve loin de la résonance, l'oscillation forcée de ces particules a une petite amplitude et la variation apparente de la constante diélectrique est faible. Cette variation est une diminution, car les phases des oscillations des ions et des oscillations du champ sont inverses. Le courant de convection $4\pi Ne \frac{d\xi}{dt}$ est constamment en opposition avec le courant de déplacement $\frac{k}{4\pi} \frac{dZ}{dt}$. Le gaz se comporte comme si sa constante diélectrique était diminuée.

En augmentant l'ionisation, on augmente les actions mutuelles entre les ions et on fait croître la fréquence de leurs oscillations propres. Celle-ci atteint la fréquence des oscillations du champ et l'on observe une résonance. Près de cette résonance l'amplitude des oscillations électroniques augmente beaucoup, la variation de constante diélectrique devient rapide.

Lors du passage par la résonance, la phase des oscillations électroniques s'inverse d'autant plus brusquement que la

résistance visqueuse qui s'oppose au mouvement des ions, et par suite la pression du gaz, est plus petite. Cette inversion de phase produit une brusque augmentation de la constante diélectrique, car le courant de convection, qui était en opposition avec le courant de déplacement, devient en concordance de phase avec lui.

Au voisinage de la résonance, cette augmentation est grande à cause de la grande amplitude du mouvement des particules.

Lorsqu'en augmentant encore l'ionisation du gaz, on s'écarte de la résonance, l'augmentation de constante diélectrique devient plus faible. Lorsque le champ ne pénètre plus à l'intérieur du tube à cause de la grande conductibilité du gaz, le tube se comporte comme un cylindre métallique. L'amortissement des oscillations du résonateur devient à nouveau faible. Elle passe par un maximum lors de la résonance, car c'est alors que l'énergie dissipée par les chocs a la plus grande valeur.

L'existence de forces analogues à des forces élastiques dans un gaz ionisé explique donc parfaitement les résultats de nos expériences. Le gaz se comporte comme un diélectrique ayant une bande d'absorption pour la longueur d'onde de résonance.

Action d'un champ magnétique sur la période de résonance du gaz ionisé. — Une période de résonance du gaz expliquant nos expériences, nous avons cherché à vérifier son existence. A cet effet nous avons étudié l'action d'un champ magnétique sur les propriétés du gaz ionisé.

Une conséquence de la théorie des diélectriques de Lorentz, théorie qui admet l'existence de forces élastiques analogues à celles que nous avons été conduit à supposer, fut l'explication de l'effet Zeemann. Nous avons donc cherché comment étaient modifiés les phénomènes que nous observions, lorsqu'on plaçait le gaz ionisé dans un champ magnétique cons-

tant, normal à la direction du champ électrique périodique.

Nous avons repris les expériences déjà décrites page 12 ; mais en disposant autour du tube de verre deux bobines, parcourues par un courant constant d'intensité un ampère.

Ces deux bobines ont chacune, 9 cm. 3 de diamètre, 13 cm. 5 de longueur ; elles portent trois couches de fil de cuivre isolé, de 0 mm. 7 de diamètre ; il y a 33 tours de fil par centimètre. Elles ont même axe que le tube de verre et sont disposées de part et d'autre de la région centrale du tube. Leurs extrémités en regard sont distantes de 4 cm. 8, c'est en face de cette région que se trouve les armatures du condensateur du résonateur (fig. 10).

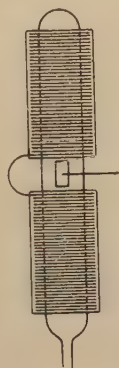


Fig. 10.

Nous avons mesuré l'intensité du champ magnétique, dans la région intéressée du tube à gaz ionisé, de la manière suivante. Sur un tube de verre de même diamètre que celui qui contient le gaz ionisé, nous avons enroulé 80. tours de fil fin. Le tube à gaz ionisé étant enlevé, cet enroulement est placé entre les bobines magnétisantes, dans la région où se trouvait le condensateur du résonateur, et est relié à un galvanomètre balistique. Nous inversons le courant magnétisant et mesurons la quantité d'électricité induite dans l'enroulement. Nous avons ainsi trouvé l'intensité du champ magnétique produit par un courant de un ampère passant dans les bobines. Cette intensité mesurée en gauss a pour valeur : $H = 21$ gauss 1.

A ce champ, il convient d'ajouter la composante verticale du champ magnétique terrestre 0 gauss 4. L'intensité du champ magnétique dans le tube à gaz ionisé est donc : $H = 21$ gauss 5.

Ayant dans ce champ mesuré pour diverses ionisations du gaz, la longueur de ligne en résonance et l'intensité du

courant de résonance. Nous avons trouvé, pour la longueur d'onde 248 cm. 7 les résultats suivants :

<u>L</u>	<u>D</u>	<u>i</u>
49 cm. 4	355	0
49 cm. 5	254	10
49 cm. 55	195	11,5
49 cm. 35	127	14,5
49 cm. 25	118	18
49 cm. 15	140	21,5
49 cm. 15	193	32
49 cm. 35	198	41
49 cm. 6	144	59
49 cm. 7	67	70
49 cm. 05	18	81,5
48 cm. 35	30	86
48 cm. 15	60	93
48 cm. 45	146	107
48 cm. 75	248	139
48 cm. 85	315	192

Sans champ magnétique on obtient :

<u>L</u>	<u>D</u>	<u>i</u>
49 cm. 4	355	0
49 cm. 5	303	25
49 cm. 9	225	41
50 cm. 25	137	47,5
50 cm. 4	47	49
49 cm. 65	19	53
48 cm. 85	13	54,5
47 cm. 45	20	63
48 cm. 25	148	93
48 cm. 55	250	111

Les résultats de ces deux tableaux sont représentés, comme sur les figures 8 et 9, par les courbes de la figure 11.

La comparaison des courbes avec champ magnétique et sans champ conduit aux conclusions suivantes.

Dans un champ magnétique, on trouve deux périodes de résonance du gaz, l'une pour de plus grandes ionisations

qu'en l'absence de champ, l'autre pour de plus petites. A ces résonances correspondent deux minima distincts de l'intensité du courant de résonance. Ce phénomène est tout à fait comparable au dédoublement d'une bande d'absorption optique dans un champ magnétique et son interprétation cinématique est tout à fait semblable. Soient m la masse de

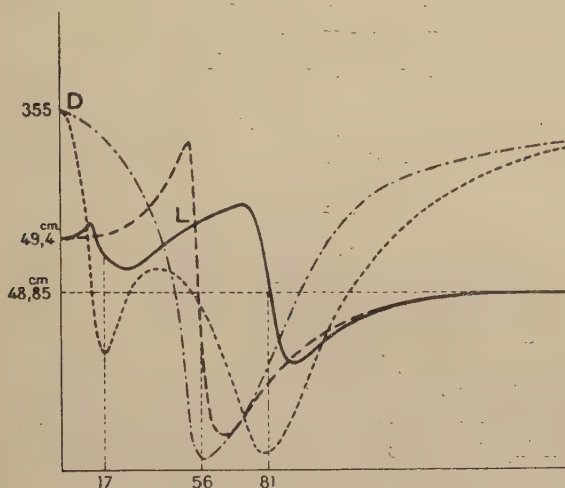


Fig. 11. — Les courbes en traits plein et pointillé figurent les valeurs de L et D avec un champ magnétique.

Les courbes en tirets et en trait mixte figurent les valeurs de L et D sans champ magnétique.

l'électron, e sa charge, H l'intensité du champ magnétique ; lorsqu'on fait varier l'ionisation, et par suite le coefficient de la force élastique a , il se produit deux résonances pour des valeurs de $\frac{a}{m}$ définies par :

$$(1) \quad \frac{a_1}{m} + \frac{a_2}{m} = 2\omega^2$$

$$(2) \quad \frac{a_1}{m} - \frac{a_2}{m} = \frac{2He}{m} \omega.$$

En l'absence de champ magnétique, la résonance se produirait pour :

$$(3) \quad \frac{a_0}{m} = \omega^2.$$

Nous avons montré que :

$$(4) \quad \frac{\frac{a_0}{m}}{\frac{3}{i_0^4}} = \frac{\frac{a_1}{m}}{\frac{3}{i_1^4}} = \frac{\frac{a_2}{m}}{\frac{3}{i_2^4}}$$

i_0 , i_1 et i_2 étant les courants qui mesurent la conductibilité du gaz. Les expériences donnent :

$$i_0 = 56$$

$$i_1 = 17$$

$$i_2 = 81$$

Les valeurs de $\frac{a_1}{m}$ et $\frac{a_2}{m}$ déterminées par les équations (4), et portées dans l'équation (1), nous fournissent une vérification satisfaisante des résultats des mesures. Portées dans l'équation (2) elles nous donnent pour la valeur du rapport

$$\frac{e}{m} = 1,68 \times 10^7 \text{ UEM.}$$

Elle est très voisine du rapport de la charge à la masse de l'électron $1,77 \times 10^7$ UEM.

L'action du champ magnétique confirme donc qu'il existe bien une période de résonance des électrons dans un gaz ionisé, période due à l'existence d'une force élastique appliquée aux particules électrisées.

Elle nous montre, en outre, que les particules électrisées, qui dans nos expériences provoquent des phénomènes de résonance sur la période d'un champ électrique extérieur, sont des électrons.

Les expériences faites avec des longueurs d'onde différentes de 480 cm. et 180 cm. 4 nous ont fait constater le

même dédoublement de la bande de résonance. Pour les ondes de 480 cm., le dédoublement fournit deux bandes dont l'une se produit pour une ionisation trop faible pour que l'on puisse avec exactitude mesurer la valeur de ϵ correspondante. Dans le cas des ondes de 180 cm. 4 la bande d'absorption se décompose en deux bandes, dont l'une se trouve, au contraire, pour des ionisations trop grandes qui provoquent des dégagements gazeux et empêchent la pression de se maintenir bien constante. Elles donnent donc des valeurs numériques beaucoup moins précises. Les valeurs de $\frac{e}{m}$ sont cependant du même ordre de grandeur.

Pour la longueur d'onde 480 cm.

$$\begin{aligned} i_0 &= 13 \\ i_1 &= 2,5 \\ i_2 &= 22 \end{aligned}$$

Ce qui nous donne la valeur $\frac{e}{m} = 1,08 \times 10^7$ UEM.

Pour la longueur d'onde 180 cm. 4.

$$\begin{aligned} i_0 &= 115 \\ i_1 &= 87 \\ i_2 &= 164 \end{aligned}$$

La valeur de $\frac{e}{m}$ calculée est alors $\frac{e}{m} = 1,21 \times 10^7$ UEM.

Ces expériences ont l'intérêt de démontrer l'existence d'une période de résonance des électrons dans le gaz ionisé et de vérifier l'exactitude de l'interprétation que nous avons donné du résultat de nos recherches.

Cette vérification n'est pas indifférente, car à la suite de notre première série d'expériences, Pedersen (1) dans un mémoire sur la propagation des ondes radiotélégraphiques,

(1) P. O. PEDERSEN, The propagation of radio waves (*Danmarks naturvidenskabelige Samfund*), pp. 90-94.

avait pensé pouvoir les interpréter dans la théorie de Eccles, en supposant l'électron entièrement libre. Il admettait que le gaz ionisé pouvait prendre une constante diélectrique négative, ce qui n'a d'ailleurs aucune signification physique, et arrivait à interpréter cette première série d'expériences en faisant intervenir uniquement la conductibilité du gaz. Mais le raisonnement de Pedersen ne peut expliquer le dédoublement de la période de résonance sous l'influence d'un champ magnétique.

Détermination de la valeur de la constante diélectrique. —

On peut à partir des résultats donnés par l'expérience déterminer la valeur de la constante diélectrique en fonction du nombre d'électrons par centimètre cube.

La longueur L d'une ligne, terminée à son origine par un condensateur de capacité γ , fermée à son extrémité par un pont et en résonance sur des oscillations de longueur d'onde λ , est donnée par la formule :

$$(1) \quad \frac{\gamma}{c} \frac{2\pi}{\lambda} \operatorname{tg} \frac{2\pi L}{\lambda} = 1.$$

c étant la capacité par centimètre de la ligne. On déduit facilement cette relation des équations de propagation.

Dans nos expériences, la ligne est terminée à son origine par le condensateur entre les armatures duquel est disposé le tube à gaz ionisé. Assimilons cet ensemble à deux condensateurs en série, le premier ayant comme diélectrique le gaz

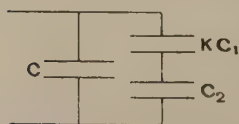


Fig. 12.

ionisé de constante K et de capacité KC_1 , le second étant un condensateur dont le diélectrique est l'air atmosphérique et dont la capacité est C_2 . Pour tenir compte des flux de force qui vont d'une armature à l'autre sans rencontrer le gaz, nous

ajouterons un condensateur de capacité C en dérivation sur les deux autres (fig. 12). Cette représentation ne serait

rigoureuse que si les parois du tube à gaz ionisé, par lesquelles entre et sort le flux de force, étaient des surfaces équipotentiellles; il n'en est pas exactement ainsi, mais nous adopterons cependant cette représentation, car le tube à gaz est beaucoup plus large que les armatures du condensateur.

Dans ce mode de représentation, la capacité γ s'exprime en fonction de C_1 , C_4 et C_2 par la relation :

$$(2) \quad \gamma = C + \frac{1}{\frac{1}{KC_1} + \frac{1}{C_2}}.$$

On remarquera que cette expression n'a toutefois de valeur que pour des ionisations faibles, celles pour lesquelles la période de résonance reste très voisine de la période sans amortissement ⁽¹⁾. Nous nous servirons donc, dans le calcul qui suit, des déterminations qui ont été faites lors d'ionisations faibles. C'est aussi dans ces conditions que la pénétration du champ dans le gaz n'est pas modifiée par sa conductibilité.

Dans l'équation (2) nous ne connaissons ni C , ni C_1 , ni C_2 , nous les éliminons en nous servant :

1^o De la valeur L_0 de la longueur de ligne en résonance, lorsque le gaz n'est pas ionisé, c'est-à-dire lorsque $K = 1$.

2^o De la valeur L_1 de la longueur de ligne en résonance lorsque le gaz est très ionisé et qu'une augmentation d'ionisation ne modifie plus la valeur de L . Le gaz se comporte alors comme un conducteur.

3^o De la valeur L_2 de la longueur de ligne en résonance, lorsqu'on remplit le tube à gaz ionisé de benzine, liquide dont la constante diélectrique pour les fréquences que nous utilisons, est 2,26.

⁽¹⁾ Nous montrons plus loin comment, on peut tenir compte de l'amortissement dans la détermination de la constante diélectrique et du coefficient d'absorption du gaz.

Nous avons ainsi les quatre équations :

$$C + \frac{1}{\frac{1}{KC_1} + \frac{1}{C_2}} = \frac{c\lambda}{2\pi} \frac{1}{\operatorname{tg} \frac{2\pi L}{\lambda}}$$

$$C + \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}} = \frac{c\lambda}{2\pi} \frac{1}{\operatorname{tg} \frac{2\pi L_0}{\lambda}}$$

$$C + C_2 = \frac{c\lambda}{2\pi} \frac{1}{\operatorname{tg} \frac{2\pi L_1}{\lambda}}$$

$$C + \frac{1}{\frac{1}{2,26 C_1} + \frac{1}{C_2}} = \frac{c\lambda}{2\pi} \frac{1}{\operatorname{tg} \frac{2\pi L_2}{\lambda}}.$$

entre lesquelles nous éliminons C , C_1 et C_2 . En remplaçant les petites différences des tangentes par la différence des longueurs de ligne, on trouve :

$$K = \frac{(L_0 - L_1)(L - L_2) + 2,26(L_2 - L_1)(L_0 - L)}{(L - L_1)(L_0 - L_2)}.$$

Pour la longueur d'onde 248 cm. 7.

$$L_0 = 49 \text{ cm. } 4$$

$$L_1 = 48 \text{ cm. } 85$$

$$L_2 = 49 \text{ cm. } 25.$$

En calculant la valeur de la constante diélectrique à partir de $L = 49$ cm. 5 qui correspond à $i = 25$, nous trouvons $K = 0,483$.

La connaissance de K pour une conductibilité donnée et les résultats de nos expériences pour des longueurs d'onde variées, vont nous permettre de calculer les valeurs de K qui correspondent à un nombre quelconque d'électrons par centimètre cube et aussi le nombre d'électrons pour lequel la période des oscillations électroniques a une valeur donnée.

En effet si ω_0 est la pulsation de résonance, l'équation du mouvement d'un électron de charge e et de masse m dans un champ d'intensité $z = Z \sin \omega t$ est :

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} + \omega_0^2 \xi = \frac{e}{m} Z \sin \omega t.$$

Le mouvement des électrons produit un courant de convection.

$$Ne \frac{d\zeta}{dt} = \frac{Ne^2 \omega Z}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \cos \omega t.$$

Le courant de déplacement, la constante diélectrique du gaz non ionisé étant l'unité, est

$$\frac{1}{4\pi} \frac{dz}{dt} = \frac{\omega Z \cos \omega t}{4\pi}.$$

Ce courant est en phase avec le courant de convection, le courant total est :

$$\left(\frac{\omega}{4\pi} + \frac{\frac{e^2}{m} \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) Z \cos \omega t,$$

le même que si le milieu avait une constante diélectrique K telle que

$$\frac{\omega}{4\pi} + \frac{N \frac{e^2}{m} \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} = \frac{K}{4\pi} \omega$$

d'où :

$$K = 1 + \frac{4\pi N \frac{e^2}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

Les expériences faites avec différentes longueurs d'onde, nous ont montré que $\omega_0^2 = aN \frac{3}{4}$, a étant une constante indépendante de ω .

D'autre part nous avons mesuré K en fonction du courant i , qui est proportionnel à N . En posant $N = hi$:

$$K = 1 + \frac{4\pi \frac{e^2}{m} hi}{a(hi) \frac{3}{4} - \omega^2}.$$

Les expériences déterminent a et h . Il faut d'abord que

pour la longueur d'onde 248 cm. 7, $i=56$ donne la résonance, donc :

$$a(h \times 56)^{\frac{3}{4}} = \omega^2.$$

D'autre part pour $i=25$, nous trouvons $K=0,483$

$$0,483 = 1 + \frac{4\pi \frac{e^2}{m} (25h)}{a(25h)^{\frac{3}{4}} - \omega^2}.$$

De ces deux équations, en remplaçant e et m par leurs valeurs en unités électrostatiques, nous déduisons :

$$\begin{cases} h = 1,9 \times 10^6 \\ a = 54 \times 10^{10}. \end{cases}$$

d'où :

$$K = 1 + \frac{4\pi N \frac{e^2}{m}}{54 \times 10^{10} N^{\frac{3}{4}} - \omega^2}.$$

Lors de la résonance sur la pulsation qui correspond à la longueur d'onde de 248 cm 7 utilisée pour déterminer cette formule, la relation précédente donne pour la densité électronique N , 10^8 électrons par centimètre cube.

La valeur de K ainsi obtenue ne peut plus toutefois être considérée comme suffisamment exacte pour des nombres d'ions tels que la résonance soit presque atteinte, car l'amplitude des oscillations électroniques est alors très grande et leur amortissement par les chocs avec les molécules gazeuses ne peut plus être négligé.

A la suite de ce calcul simple, nous allons donc indiquer comment on peut, au moyen de nos expériences, faire le calcul du coefficient d'absorption et de la constante diélectrique en tenant compte de l'amortissement.

Désignons par $R = Pe^{j\phi}$ l'impédance imaginaire du condensateur à gaz ionisé situé en bout de la ligne. Soit l et c la

self-induction et la capacité par centimètre de la ligne, ρ la résistance de la soudure thermoélectrique intercalée sur le pont. Nous n'introduirons pas la résistance linéaire de la ligne car les chutes ohmiques de tension le long de la ligne produisent un amortissement négligeable vis-à-vis de celui qui est causé par la résistance des fils très fins de la soudure. Nous verrons plus loin comment il est possible de s'en assurer. Appelons v et i , les valeurs imaginaires du courant et de la différence de potentiel entre deux fils au point d'abscisse x , les équations de propagation sont :

$$\begin{cases} -\frac{\partial v}{\partial x} = j\ell\omega i \\ -\frac{\partial i}{\partial x} = jc\omega v. \end{cases}$$

Elles admettent des solutions sinusoïdales de la forme :

$$\begin{cases} i = Ae^{-j(\omega t - \alpha x + \varphi)} + Be^{-j[\omega t - \alpha(2L - x) + \psi]} \\ v = r \{ Ae^{-j(\omega t - \alpha x + \varphi)} + Be^{-j[\omega t - \alpha(2L - x) + \psi]} \} \end{cases}$$

avec $\sqrt{\frac{\ell}{c}} = r$ résistance itérative de la ligne et la condition $\alpha^2 = c\ell\omega^2$.

A l'extrémité de la ligne où se trouve le condensateur dont l'abscisse est L , la différence de potentiel entre les fils est égale au produit $iPe^{j\Phi}$. D'autre part, si nous appelons $v_0e^{-j\omega t}$ la différence de potentiel entre les fils à l'abscisse 0 où se trouve le pont, les deux conditions :

$$\begin{aligned} v_0 &= r \{ Ae^{j\varphi} - Be^{j(\psi - 2\alpha L)} \} \\ r \{ Ae^{-j(\varphi - \alpha L)} - Be^{j(\psi - \alpha L)} \} \\ &= Pe^{j\Phi} \{ Ae^{j(\varphi - \alpha L)} + Be^{j(\psi - \alpha L)} \} \end{aligned}$$

déterminent A et B et on trouve pour le point d'abscisse x

$$i = \frac{v_0}{r} \frac{(r + Pe^{j\Phi})e^{j\alpha(L-x)} + (r - Pe^{j\Phi})e^{-j\alpha(L-x)}}{(r + Pe^{j\Phi})e^{j\alpha L} - (r - Pe^{j\Phi})e^{-j\alpha L}}.$$

Le courant, dont la soudure thermoélectrique à l'origine de la ligne mesure le carré de l'intensité efficace, est :

$$i_0 = \frac{v_0}{r} \frac{(r + P e^{j\Phi}) e^{j\alpha L} + (r - P e^{j\Phi}) e^{-j\alpha L}}{(r + P e^{j\Phi}) e^{j\alpha L} - (r - P e^{j\Phi}) e^{-j\alpha L}}.$$

E étant la force électromotrice induite par l'oscillateur

$$E = \left(\rho + \frac{v_0}{i_0} \right) i_0$$

et l'équation :

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \left(\frac{E}{i_0} - \rho \right) &= \frac{(r + P e^{j\Phi}) e^{j\alpha L} - (r - P e^{j\Phi}) e^{-j\alpha L}}{(r + P e^{j\Phi}) e^{j\alpha L} + (r - P e^{j\Phi}) e^{-j\alpha L}} \\ &= \frac{P \cos \Phi + j (P \sin \Phi + r \operatorname{tg} \alpha L)}{r - P \sin \Phi \operatorname{tg} \alpha L + j P \cos \Phi \operatorname{tg} \alpha L} \end{aligned}$$

détermine le courant i_0 dans le pont. La soudure thermo-électrique donne des indications proportionnelles au carré du module de i_0 . A la résonance nous réglons L de façon à obtenir la plus grande déviation possible du galvanomètre. Nous aurons donc, puisque r , ρ et E sont constants, la longueur de ligne qui correspond à la résonance en annulant la dérivée par rapport à $\operatorname{tg} \alpha L$ du carré du module du second membre. Si I_0 est le module de i_0

$$\frac{1}{r^2} \left(\frac{E}{I_0} - \rho \right)^2 = \frac{P^2 + 2Pr \sin \Phi \operatorname{tg} \alpha L + r^2 \operatorname{tg}^2 \alpha L}{r^2 - 2Pr \sin \Phi \operatorname{tg} \alpha L + P^2 \operatorname{tg}^2 \alpha L}$$

sa dérivée par rapport à $\operatorname{tg} \alpha L$ est nulle si :

$$\begin{aligned} \sin \Phi &= \frac{P^2 - r^2}{rP} \frac{\operatorname{tg} \alpha L}{1 - \operatorname{tg}^2 \alpha L} \\ \cos \Phi &= \frac{\sqrt{(P^2 - r^2 \operatorname{tg}^2 \alpha L) (r^2 - P^2 \operatorname{tg}^2 \alpha L)}}{Pr (1 - \operatorname{tg}^2 \alpha L)}. \end{aligned}$$

En portant ces valeurs dans l'expression de $\frac{1}{r} \left(\frac{E}{i_0} - \rho \right)$ on trouve une expression dont l'argument est nul et dont le module est :

$$\frac{1}{r} \left(\frac{E}{I_0} - \rho \right) = \sqrt{\frac{P^2 - r^2 \operatorname{tg}^2 \alpha L}{r^2 - P^2 \operatorname{tg}^2 \alpha L}}.$$

Cette expression détermine P en fonction du courant de résonance I_0 . En posant $p = \frac{E}{I_0} = \rho$ l'impédance imaginaire R est alors :

$$R = Pe^{j\Phi} = \frac{r}{r^2 + p^2 \operatorname{tg}^2 \alpha L} \{ pr(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha L) + j(p^2 - r^2) \operatorname{tg}^2 \alpha L \}.$$

Nous nous proposons de déduire de la valeur de cette impédance la constante diélectrique imaginaire du gaz ionisé et par suite son indice de réfraction et son coefficient d'absorption.

Nous assimilerons comme précédemment le condensateur situé en bout de la ligne au système représenté par la figure 12.

Lorsque le gaz n'est pas ionisé l'impédance imaginaire du système a une valeur R_0 ; lorsqu'il est parfaitement conducteur une valeur R_1 ; lorsque le tube à gaz ionisé renferme de la benzine, une valeur R_2 .

En faisant un calcul analogue à celui que nous avons fait plus haut, nous trouvons :

$$K = \frac{1}{m} \left\{ 1 - \frac{m-1}{n-1} (1 - 2,26 n) \right\}$$

avec :

$$m = \frac{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R}}{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_0}} \quad \text{et} \quad n = \frac{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}}{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_0}}$$

Nos mesures donnent les longueurs de ligne L_0 , L_1 , L_2 et L qui correspondent à la résonance pour le gaz non ionisé, très ionisé, la benzine et une ionisation quelconque. Dans les trois premiers cas $\Phi = -\frac{\pi}{2}$

$$\begin{aligned} R_0 &= -jr \operatorname{tg} \alpha L_0 \\ R_1 &= -jr \operatorname{tg} \alpha L_1 \\ R_2 &= -jr \operatorname{tg} \alpha L_2 \end{aligned}$$

D'où les valeurs de m et n . Pour calculer K il faut connaître $r = \sqrt{\frac{l}{c}}$ résistance itérative de la ligne, nous la trouvons par les relations :

$$l = 4 \operatorname{Log} \frac{d}{a} \text{ et } 3 \times 10^{10} = \frac{l}{\sqrt{cl}},$$

d'où l'on tire

$$r = 12 \times 10^{10} \operatorname{Log} \frac{d}{a}.$$

où $d = 2$ cm. est la distance des fils et $a = 0$ cm. 04 leur rayon. La relation précédente donne :

$$r = 46,96 \times 10^{10} \text{ UEM},$$

α est connu, il est égal à $\frac{2\pi}{\lambda}$.

Quant à p on le connaît en fonction de l'intensité I du courant de résonance, qui, pour chaque ionisation, est mesuré par la racine carrée de la déviation maximum du galvanomètre relié à la soudure thermoélectrique, si on a déterminé E et ρ ; ρ est la résistance de la soudure thermoélectrique, nous l'obtenons de la manière suivante. La ligne étant fermée à ses deux extrémités, par un pont sans résistance et par le pont sur lequel est la soudure, nous déplaçons ce dernier jusqu'à obtenir la résonance, la ligne oscille alors en demi-onde. Nous mesurons par la déviation du galvanomètre le carré du courant de résonance; puis nous cherchons le déplacement δ du pont, pour lequel la déviation du galvanomètre est réduite à moitié.

On trouve facilement que dans ces conditions :

$$\rho = r \operatorname{tg} \alpha \delta.$$

Nous obtenons :

$$\rho = 0,5 \times 10^{10} \text{ UEM. ou } 5 \text{ ohms.}$$

En faisant la mesure sur une ligne de longueur égale à deux internœuds, on trouve la même valeur de ρ , ce qui prouve que l'amortissement des oscillations dû à la résistance des fils de la ligne peut être négligé vis-à-vis de celui qui est dû à la résistance ρ de la soudure.

Pour déterminer E , nous nous servons de la mesure du courant de résonance I , lorsque le gaz n'est pas ionisé. Dans ces conditions l'intensité du courant de résonance est $\frac{E}{\rho}$. Nous avons ainsi trouvé, qu'en prenant la racine carrée de la déviation du galvanomètre comme mesure de l'intensité des courants, E a pour valeur $9,5 \times 10^{10}$. Quoiqu'il ne soit pas nécessaire de connaître en volts cette force électromotrice, nous avons obtenu en étalonnant la soudure en courant continu la valeur de la force électromotrice dans nos expériences, elle est environ 0 v. 25. Cette force électromotrice donne à l'extrémité de la ligne une différence de potentiel d'environ 70 volts. Comme la distance des armatures du condensateur est de 69 mm, le champ dans le gaz reste au plus égal à 10 volts par centimètre ; lorsque la présence du gaz ionisé amortit les oscillations de la ligne ce champ devient beaucoup plus faible. Nous avons montré page 3 que dans ces conditions l'amplitude des oscillations électroniques reste toujours très petite vis-à-vis du diamètre du tube et que les phénomènes de résonance du gaz ne sont pas gênés par l'influence des parois du tube.

Ayant ainsi obtenu toutes les grandeurs nécessaires au calcul de la constante diélectrique imaginaire du gaz ionisé. Nous avons pu, pour les résultats d'expériences indiqués page 14, qui correspondent à la longueur d'onde 248 cm. 7 et la pression 0 mm. 0004, calculer la constante diélectrique en fonction du courant i mesurant l'ionisation du gaz. Nous avons obtenu les résultats numériques suivants :

i	K
0	1
25	0,506 — $j \times 0,08$
41	0,633 — $j \times 0,1641$
47,5	0,963 — $j \times 0,2249$
49	1,249 — $j \times 0,442$
53	1,45 — $j \times 1,049$
54,5	2,16 — $j \times 0,965$
63	2,79 — $j \times 0,62$
93	4,66 — $j \times 0,985$
111	5,38 — $j \times 0,911$

Ces résultats ne tiennent pas compte de la non-pénétration du champ électrique dans le gaz ionisé, de sorte que les nombres correspondant à une ionisation faible comportent une plus grande précision.

L'équation du mouvement des électrons dans le cas où l'on tient compte de l'amortissement des oscillations, dû aux chocs de ceux-ci et des particules gazeuses, est de la forme

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} + 2\rho \frac{d\xi}{dt} + \omega_0^2 \xi = \frac{e}{m} Z \sin \omega t.$$

Par un calcul semblable à celui que nous avons fait page 29, nous trouvons la constante diélectrique imaginaire du gaz ionisé ⁽¹⁾.

$$K = 1 + \frac{4\pi N \frac{e^2}{m}}{\omega_0^2 - 2j\omega\rho - \omega^2}.$$

En tenant compte du fait expérimental que :

$$\omega_0^2 = aN^{\frac{3}{4}},$$

et en nous servant des valeurs du tableau précédent pour les plus faibles ionisations, nous trouvons :

$$\left\{ \begin{array}{l} a = 64 \times 10^{10} \\ \rho = 25 \times 10^6 \end{array} \right.$$

⁽¹⁾ Voir LÉON BRILLOUIN, *La théorie des quanta*, p. 168; conférences-rapports sur la physique.

La constante diélectrique du gaz à la pression 0 m. 0004 s'exprime donc en fonction du nombre d'ions par centimètre cube et de la pulsation ω par la relation :

$$K = 1 + \frac{4\pi N \frac{e^2}{m}}{64 \times 10^{10} N \frac{3}{4} - 2j\omega 25 \times 10^8 - \omega^2}$$

Cette formule donne un nombre d'électrons de $0,9 \times 10^8$ par centimètre cube, pour la résonance du gaz ionisé sur la longueur d'onde de 248 cm. 7.

En résumé l'expérience nous montre qu'il existe une période sur laquelle les électrons d'un gaz ionisé peuvent osciller, elles permettent de calculer cette période en fonction du nombre d'électrons par centimètre cube. D'autre part la première série d'expérience montre que la résonance du gaz ionisé sur la période du champ exciteur est d'autant plus amortie que la pression du gaz est plus élevée et que cet amortissement est d'autant plus grand, pour une même pression, que la fréquence du champ est plus petite.

Origine de la période propre des électrons dans le gaz ionisé.

— Soit un gaz ionisé, supposons l'ionisation de ce gaz homogène dans un volume assez grand. Nous aurons par centimètre cube N particules positives et N particules négatives. Le gaz ionisé, si l'action extérieure qui l'ionise ne se modifie pas, conservera un état d'équilibre statistique stable. Dans cet état, on peut considérer les particules positives et les particules négatives comme formant deux réseaux de particules électrisées en équilibre statistique l'un par rapport à l'autre. Nous cherchons à étudier l'action d'un champ électromagnétique sinusoïdal de haute fréquence sur ces deux réseaux. Nous montrerons d'abord que ce champ a une influence négligeable sur le réseau des particules positives en comparaison de celle qu'il a sur le réseau des électrons.

En effet, la masse des particules positives d'hydrogène

étant 1 800 fois plus grande que celle des électrons, les charges des deux espèces restant les mêmes en valeur absolue, les déplacements provoqués par le champ électromagnétique seront d'amplitude 1 800 fois plus grande pour les électrons que pour les particules positives. Nous pourrions donc considérer les particules positives comme formant un réseau non influencé par le champ électromagnétique, tandis que les particules négatives se déplaceront sous l'action du champ à l'intérieur de ce réseau.

L'expérience nous a montré que si nous déplaçons les particules négatives contenues dans un certain volume d'une distance ξ , celles-ci tendent à revenir à leur position statistique d'équilibre sous l'action d'une force élastique $a\xi$ telle que

$$a = m\omega_0^2 = m \times 64 \times 10^{10} N^{\frac{3}{4}}.$$

Récemment Tonks et Langmuir ⁽¹⁾, après la première publication ⁽²⁾ de nos expériences, ont montré de la façon suivante que l'électron déplacé de sa position d'équilibre statistique à l'intérieur du réseau des particules positives tendait à y revenir sous l'influence d'une force élastique égale à $4\pi Ne^2\xi$. Les auteurs considèrent une distribution initiale de particules chargées, uniforme, contenant N électrons et N ions positifs par centimètre cube. Ils supposent que la portion de gaz ionisé comprise entre deux plans perpendiculaires à l'axe des x a été troublée. Soit ξ le déplacement moyen des électrons situés dans un plan perpendiculaire à l'axe des x , ξ est une fonction de x qui s'annule pour les valeurs de x correspondant aux deux plans limitant l'intervalle. Supposons cette fonction ξ continue. L'augmentation de densité δN causée par le déplacement des électrons est, dans le plan d'abscisse x ,

$$\delta N = N \frac{\partial \xi}{\partial x}.$$

(1) TONKS et LANGMUIR, *Physical Review*, février 1929, p. 195.

(2) H. GUTTON. *Onde électrique et Comptes Rendus*.

Avant le déplacement la densité de la charge à l'abscisse x était nulle, après elle a une valeur $e\delta N$. En écrivant l'équation de Poisson, nous obtenons :

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi e\delta N,$$

E étant le champ électrique dans un plan d'abscisse x . En remplaçant δN par la valeur donnée par la première équation :

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi eN \frac{\partial \xi}{\partial x}.$$

En intégrant entre les deux plans qui limitent l'intervalle et en supprimant la constante d'intégration, qui représenterait un champ uniforme extérieur, on trouve :

$$E = 4\pi eN\xi.$$

Le déplacement des électrons fait donc naître une force $4\pi e^2 N \xi$ appliquée à chacun de ceux-ci et l'équation du mouvement d'un électron est :

$$m\xi'' + 4\pi Ne^2\xi = 0.$$

On voit sur cette équation que l'électron est susceptible d'osciller sur une période de pulsation :

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m} = 0,28 \times 10^{10} N.$$

Pour l'onde de 248 cm. 7, c'est-à-dire pour $\omega_0^2 = 58 \times 10^{16}$, N se trouverait être égal à 2×10^8 , l'expérience donne pour N un nombre moitié moindre $0,9 \times 10^8$.

Il semble donc que la théorie de Tonks et Langmuir, qui renseigne sur l'origine de la force élastique que nous donne l'expérience, reste insuffisante pour trouver la valeur exacte de la période d'oscillation correspondante. Ce fait peut tenir à des causes variées. L'influence du mouvement des particules positives n'est peut être pas entièrement négligeable, la force électrique, calculée dans un état d'équilibre des

électrons, ne conserve pas exactement la même valeur lorsqu'en écrivant l'équation du mouvement de ceux-ci on ne les suppose plus immobiles. Enfin il faut remarquer que nous avons admis que la conductibilité du gaz était proportionnelle au nombre d'électrons par centimètre cube.

En tous cas la théorie de Tonks et Langmuir, tout comme nos expériences, montre qu'il est nécessaire d'admettre une période des électrons. L'existence de cette période modifie considérablement les mouvements électroniques dans des champs dont la fréquence est voisine de la résonance.

La théorie de Eccles, qui suppose l'électron tout-à-fait libre, ne peut donc rendre compte des phénomènes qui régissent la propagation des ondes électromagnétiques dans les gaz ionisés.

Elle ne resterait suffisante que pour des ionisations beaucoup plus petites que celles qui correspondent à la résonance.

Nous montrerons au cours du chapitre suivant que l'existence d'une période de résonance permet d'expliquer facilement beaucoup des particularités observées, lors de la propagation à grande distance des signaux radiotélégraphiques.

CHAPITRE III

Application à l'étude de la propagation des ondes de la radiotélégraphie dans la haute atmosphère.

Eccles, comme nous l'avons déjà signalé dans notre Introduction (p. 1), a le premier montré l'importance du rôle de l'ionisation de la haute atmosphère lors de la propagation des ondes radiotélégraphiques. De très nombreuses études ont été faites depuis sur ce sujet et il est hors de doute, qu'interviennent de façon essentielle les propriétés des gaz ionisés pour assurer la propagation à longue distance des signaux radiotélégraphiques sur ondes courtes. Les énormes portées, obtenues ces dernières années par des postes à ondes courtes de puissance très réduite, ne peuvent être expliquées par la seule conductibilité du sol et il a été nécessaire d'attribuer aux phénomènes électriques dont la haute atmosphère est le siège un rôle capital. L'explication des observations faites sur les stations radiotéléphoniques, a été recherchée jusqu'ici en utilisant la théorie de Eccles et en regardant les électrons de la haute atmosphère ionisée comme entièrement libres. Des expériences de laboratoire nous ayant montré l'existence d'une période de résonance des électrons, nous nous proposons de montrer que ces phénomènes, *à cause de la très grande variation d'indice du gaz ionisé au voisinage de la résonance*, rendent compte de beaucoup de particularités observées.

Sur la constitution de la haute atmosphère. — D'après les calculs de la répartition des gaz dans l'atmosphère ter-

restre, on suppose que la haute atmosphère, à partir d'une centaine de kilomètres au-dessus du sol, contient surtout de l'hydrogène et de l'hélium à très basse pression. C'est dans ces couches très élevées que l'atmosphère est ionisée par les radiations solaires ou même, comme le suppose Störmer à la suite d'observations sur les aurores boréales, par l'afflux de particules cathodiques émises par le soleil, poussées par la pression de radiation et déviées par le champ magnétique terrestre.

Si l'ionisation atmosphérique joue un rôle important dans la propagation des ondes, on conçoit que l'on observe une influence solaire importante sur les transmissions radiotélégraphiques. L'ionisation de la haute atmosphère étant due à l'influence des radiations solaires, il est naturel de penser que, le jour, l'ionisation s'étendra dans les couches plus basses et sera plus dense que la nuit. L'ionisation subira également une influence saisonnière, l'hiver l'ionisation étant moindre que l'été.

Comme l'ionisation disparaît aux limites de l'atmosphère, il y a toujours une hauteur pour laquelle elle passe par une intensité maximum.

Réflexion des ondes dans la haute atmosphère. — A chaque longueur d'onde correspond une ionisation pour laquelle les électrons sont en résonance et celle-ci est d'autant plus faible que la longueur d'onde est plus grande. Pour des ondes suffisamment longues il y a donc toujours une couche, d'autant plus basse que l'onde est plus longue dans laquelle les oscillations électroniques ont la période des oscillations du champ. Au voisinage de cette couche la variation d'indice avec l'altitude est très rapide et provoque la réflexion des ondes. Cette réflexion est d'autant plus complète que l'amplitude des oscillations électroniques est plus grande. Or ce sont les pertes d'énergie dues aux chocs des électrons sur les molécules qui limitent l'amplitude de résonance. On

peut donc prévoir un amortissement d'autant plus faible et une réflexion d'autant meilleure que la pression dans la couche réfléchissante est plus faible. Comme à ionisation égale la réflexion se fait à une altitude d'autant plus grande que l'onde est plus courte, on en déduit, ce qui est conforme aux observations, que des réflexions dans l'atmosphère interviendront surtout lors de la propagation des ondes courtes, pourvu toutefois que leur longueur soit encore suffisante pour que cette couche existe.

1^o *Propagation des ondes très longues.* — Pour des ondes très longues, de plusieurs milliers de mètres, le sol est suffisamment conducteur pour assurer la propagation à des distances considérables, ainsi que le montre la comparaison des résultats des essais et de ceux que donnent les formules du genre de celle d'Austin. La couche ionisée joue le même rôle que le sol. Les ondes sont guidées d'une part par la terre, d'autre part par une haute atmosphère dont l'ionisation est très supérieure à celle qui correspond à la résonance. Les différences de propagation de jour et de nuit sont dues à l'ionisation des couches basses déjà suffisante pour produire une absorption sensible de ces ondes très longues.

2^o *Propagation des ondes de quelques centaines de mètres.* — La portée de jour des postes radiotélégraphiques à ondes de quelques centaines de mètres est beaucoup plus courte que la portée de nuit. Cette différence est surtout très grande pour les ondes de longueur voisine de 200 m. Ceci s'explique aisément; en effet, pour ces longueurs d'onde les théories de propagation à la surface de la terre font prévoir une absorption si grande que la propagation le long du sol est mauvaise. Les très grandes portées ne peuvent être expliquées que par l'influence prépondérante de la haute atmosphère. La nuit l'ionisation étant plus faible que le jour, le maximum d'ionisation se produit à de très grandes hauteurs au-dessus du sol, les ondes de quelques centaines de mètres rencontrent alors à de très grandes altitudes, une couche

réfléchissante pour laquelle l'ionisation est telle que les électrons de celle-ci sont en résonance sur la période de l'onde. La réflexion est bonne, car la pression dans ces couches étant très faible, les vibrations électroniques sont peu amorties et ont une très grande amplitude de résonance. Les rayons de force électrique sont donc parfaitement réfléchis pour toute incidence. Si nous supposons que la couche pour laquelle il y a résonance est la couche d'ionisation maximum, les rayons verticaux ou peu inclinés sur la verticale sont encore réfléchis, mais de très petites différences d'ionisation suffisent pour qu'ils traversent au moins partiellement cette couche. Nous observerons ainsi pour cette longueur d'onde des perturbations importantes dans la propagation et les phénomènes d'évanouissement des signaux que l'on désigne du nom de fading. On les observe avec la plus grande intensité la nuit et ils rendent inutilisables pour un service télégraphique régulier les ondes de longueur voisine de 200 m.

Le jour, la couche ionisée étant plus dense et plus basse, la propagation des ondes de quelques centaines de mètres est très mauvaise. En effet la terre absorbe les rayons horizontaux et la couche ionisée correspondant à la résonance est trop basse pour que la réflexion soit bonne, la pression du gaz dans la couche en résonance est trop élevée, la résonance électronique est amortie et l'onde est absorbée.

3^o *Propagation des ondes de très courte longueur d'onde.* — A 100 m. de longueur d'onde et en dessous, la propagation le long du sol est très mauvaise, ce sont les réflexions sur la haute atmosphère qui assurent seules la réception des signaux radiotélégraphiques.

La nuit les signaux sont reçus à très grandes distances mais on observe à petite distance du poste émetteur des zones de silence, ces zones s'étendent de plus en plus à mesure que l'onde devient plus courte. Pour ces courtes longueurs d'onde l'ionisation à toute altitude est trop faible pour qu'il

y ait résonance, les ondes peuvent traverser la haute atmosphère lorsqu'elles se propagent dans des directions peu inclinées sur la verticale. Les rayons arrivant sous une incidence plus grande, par un phénomène analogue au mirage, sont au contraire réfléchis totalement (fig. 13). Il y a aux limites de la zone de silence une zone de réception irrégulière, puis la réception à très longue distance devient bonne.

Le jour il peut, pour les mêmes ondes, exister une couche en résonance à très haute altitude, la réflexion sur cette

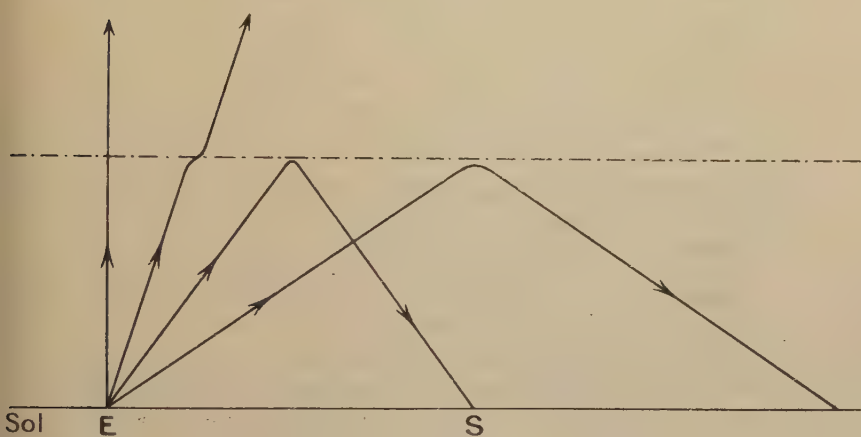


Fig. 13.

couche est d'autant meilleure que celle-ci est plus haute c'est-à-dire que les ondes sont plus courtes, les zones de silence disparaissent. Pour des ondes de quelques dizaines de mètres de longueur, la propagation de jour reste bonne, tandis que la propagation de nuit devient très mauvaise, car la zone de silence s'étend la nuit extrêmement loin et la plus grande partie du rayonnement de l'antenne d'émission s'échappe de l'atmosphère terrestre.

Ces conclusions s'accordent bien avec les observations qui montrent qu'au-dessus de 30 m. de longueur d'onde, la

propagation à longue distance est meilleure la nuit que le jour. Les observations d'Hulburt et Taylor sur les zones de silence dont nous reproduisons le résultat, figure 14, semblent bien aussi confirmer nos explications.

A la suite des expériences d'Appleton, les radiotélégraphistes ont été conduits à admettre plusieurs couches réfléchissantes superposées dues à des discontinuités dans l'ionisation atmosphériques. Rien ne peut justifier ces discontinuités qui semblent bien improbables. L'existence d'une résonance permet d'expliquer les résultats des essais, même dans le cas

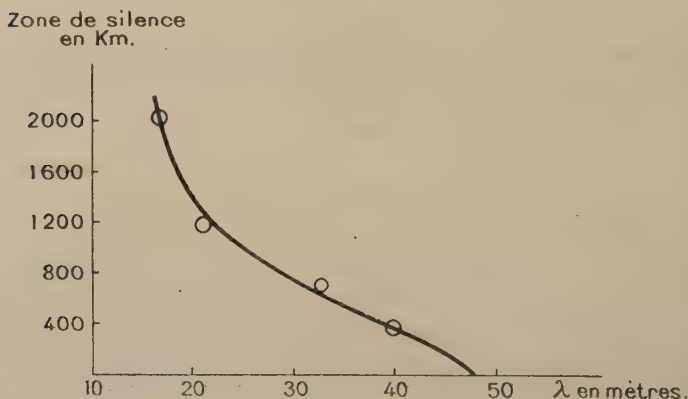


Fig. 14.

d'une variation continue de l'ionisation avec l'altitude. Pour une ionisation donnée une onde est réfléchiée d'autant plus haut qu'elle est plus courte et la hauteur à laquelle se produit cette réflexion varie avec la position du soleil.

Nous ne développerons pas plus longuement les conséquences des résultats de nos expériences dans ce domaine, ayant seulement en vue de montrer comment elles peuvent servir à expliquer facilement beaucoup des particularités observées par les radiotélégraphistes.

CHAPITRE IV

Recherches sur le potentiel explosif en haute fréquence dans un gaz raréfié.

L'existence d'une période de résonance, dans un gaz ionisé, peut avoir une influence considérable sur les phénomènes de décharge en haute fréquence, dans les tubes à gaz raréfiés. Lorsqu'on élève la différence de potentiel entre les électrodes et avant que passe la décharge lumineuse, le gaz est déjà ionisé. L'ionisation correspondant à la résonance est d'autant plus faible que la fréquence excitatrice est elle-même plus petite. Pour des fréquences plus basses que celles que nous avons utilisées, lors des expériences décrites jusqu'ici, la résonance peut être obtenue pour les ionisations faibles qui se produisent dans le tube avant la décharge lumineuse. Ces résonances en augmentant considérablement la vitesse des particules produiront pour certaines fréquences de brusques variations du potentiel explosif. Lorsque la décharge est amorcée et l'ionisation plus grande, les phénomènes de résonance auront une influence sur le potentiel d'entretien de la décharge et sur le potentiel d'extinction.

Nous nous sommes donc proposé d'étudier, pour diverses longueurs d'un tube à gaz raréfié, diverses pressions et diverses fréquences, les variations du potentiel explosif et du potentiel d'extinction.

Des travaux antérieurs publiés en 1923 par C. Gutton, Mitra et Ylostalö et en 1924 par C. Gutton ⁽¹⁾ sur le potentiel

(1) C. GUTTON, MITRA et YLOSTALÖ, *Comptes Rendus*, 25 juin 1923; C. GUTTON, *Comptes Rendus*, 28 janvier 1924.

explosif dans la décharge à haute fréquence, ont déjà montré que la courbe de variation du potentiel explosif efficace en fonction de la pression se déformait considérablement lorsque changeait la fréquence de la différence de potentiel. Le minimum du potentiel explosif se produit pour des pressions de plus en plus basses lorsque la longueur d'onde diminue jusqu'à des valeurs de l'ordre d'une dizaine de mètres. Pour ces longueurs d'ondes, le minimum disparaît et le potentiel explosif reste faible même à de très basses pressions. Pendant que nos expériences étaient en cours, Wood et Loomis ⁽¹⁾ ont indiqué qu'ils étaient arrivés à faire passer des décharges dans un tube aussi vide que possible sans que la différence de potentiel aux électrodes se relève, à condition que la fréquence des oscillations soit convenable, de l'ordre de 10 m.

Afin de suivre les variations du potentiel explosif et du potentiel d'extinction, nous avons tracé, pour diverses fréquences, les courbes qui représentent le potentiel efficace en fonction de la pression; du réseau de courbes obtenu, on déduit les courbes qui représentent pour une pression donnée la variation du potentiel en fonction de la fréquence.

Description des appareils. — Le tube était vidé avec une pompe à vapeur de mercure précédée d'une pompe à huile, sur le trajet de la canalisation se trouvaient deux tubes, l'un contenant de l'anhydride phosphorique, l'autre de la potasse, et une jauge à quatre sensibilités de Dunoyer permettant la mesure des pressions jusqu'au-dessous du 0,0001 mm. de mercure. De l'hydrogène pouvait être introduit dans l'appareil par un osmorégulateur Villard, ou de l'oxygène avec un petit ballon contenant du permanganate de potassium que l'on chauffait. Des mesures ont été faites en employant des tubes à décharge cylindriques, de différentes

(1) R. W. Wood et A.-L. Loomis, *Nature*, t. 120, p. 510, 1927.

longueurs. Ces tubes en verre (fig. 15) avaient 3 cm. de diamètre intérieur, étaient rodés aux deux extrémités et fermés par des plaques de verre carrées de 4 cm. 8 de côté et 0 cm. 13 d'épaisseur, mastiquées sur les bords du tube. Des feuilles de papier d'étain servant d'électrodes sont collées sur la paroi extérieure de ces lames et reliées par un fil à un résonateur accordé sur la fréquence utilisée. Ce résonateur est couplé à un oscilateur à lampes. La différence de potentiel efficace entre les électrodes du tube est mesurée avec un petit électromètre du genre de ceux de Bjerkness et construit à peu près comme il a été indiqué par C. Gutton et G. Laville ⁽¹⁾.



Fig. 15.

Une aiguille très légère est constituée par une feuille d'aluminium battu de 5 mm. 5 sur 7 mm. dont les extrémi-

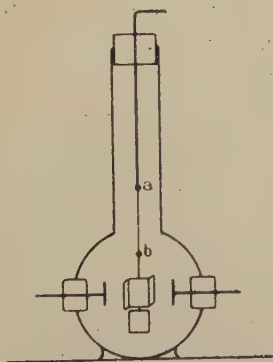


Fig. 16.

tés sont recourbées à angle droit (fig. 16). Elle est collée sur une fine tige de verre à la partie inférieure de laquelle est fixé un miroir plan très léger et suspendue par un fil de quartz (*ab*) très fin de 13 mm. de longueur. Deux plateaux

⁽¹⁾ C. GUTTON et G. LAVILLE, *Ann. des Postes et Télégraphes*, t. 14, p. 209, 1925.

de cuivre carrés de 5 mm. de côté sont disposés de part et d'autre de l'aiguille ; on peut les approcher plus ou moins de celle-ci afin de régler la sensibilité à la valeur convenable. L'aiguille est suspendue dans une petite boîte métallique fermée par une lentille qui projette, après réflexion sur le miroir, l'image du filament d'une lampe à incandescence sur une règle divisée. L'électromètre est disposé près du tube à décharge et ses plateaux sont réunis aux électrodes par des fils aussi courts que possible. Ceci afin que la différence de potentiel entre les plateaux reste constamment égale à la différence de potentiel entre les électrodes. La longueur de ces fils restait toujours une minime fraction de la longueur d'onde.

L'électromètre était gradué en volts efficaces à 50 périodes par comparaison avec un électrodynamomètre étalon. Cette opération était renouvelée avant chaque série de mesures et, en tous cas, toutes les fois que l'on était conduit à modifier la sensibilité de l'électromètre.

Le résonateur sur lequel était monté le tube à décharge était toujours très exactement accordé sur l'oscillateur, les indications de l'électromètre permettaient de réaliser facilement cet accord. Il était toujours très peu couplé à l'oscillateur. On vérifiait que des changements de couplage, même importants, à partir de celui qui était adopté ne changeaient pas la valeur du potentiel explosif.

Pour les longueurs d'onde comprises entre 3 et 30 m., nous employons des oscillateurs symétriques Mesny à deux lampes Métal E_4 alimentées sous une tension de 1000 volts environ. On les règle de façon qu'ils puissent osciller avec une faible amplitude pour de faibles chauffages des lampes. On augmente l'amplitude en faisant croître le courant de chauffage des lampes, ce qui ne change que très peu la fréquence.

Le résonateur était, pour les ondes courtes, une boucle de fil ou, pour les ondes longues, une bobine de grandeur conve-

nable, dont les extrémités étaient réunies aux électrodes du tube. Au-dessus de 30 m. d'onde, nous employons un oscilateur à une seule lampe E_4 . Pour les plus grandes ondes, on ajoutait en dérivation sur la bobine du résonateur un condensateur de capacité variable.

Nous faisons une série de mesures du potentiel explosif et du potentiel d'extinction à diverses pressions et à fréquence constante de la manière suivante.

Ayant fait le vide le plus poussé possible dans l'appareil, nous faisons rentrer de l'hydrogène par l'osmorégulateur tout en continuant à vider, de façon à bien purger l'appareil de tout autre gaz. Nous isolons les appareils de la pompe par la fermeture d'un robinet. Nous cherchons ensuite à faire passer la décharge dans le tube, en chauffant progressivement et lentement les lampes de l'oscillateur, tout en suivant sur l'électromètre l'augmentation de la différence de potentiel. Lorsque le tube à décharge s'allume, on observe une chute brusque de l'électromètre. La déviation maximum atteinte, nous fournit la valeur du potentiel explosif. Ayant diminué le potentiel entre électrodes, nous observons le potentiel pour lequel le tube s'éteint. Nous recommençons plusieurs fois l'expérience, car le premier passage de la décharge est généralement un peu plus difficile, le potentiel explosif se fixe ensuite à une valeur bien constante. Aussitôt après la dernière mesure, nous faisons, à la jauge, la mesure de la pression. Nous passons à une pression plus élevée en faisant rentrer du gaz par l'osmorégulateur.

Nous avons représenté les résultats de nos expériences par un réseau de courbes à fréquence constante, en portant en ordonnées les volts efficaces représentant le potentiel explosif ou le potentiel d'extinction et en abscisses les pressions en millimètres de mercure. Les cotes des courbes de ce réseau indiquent la longueur d'onde, mesurée en mètres, de l'oscillateur utilisé pour chacune des courbes.

Nous avons déduit de ces réseaux les réseaux de courbes à

pression constante, qui permettent de suivre plus facilement les variations des potentiels explosifs et d'extinction en fonction de la fréquence. Nous avons porté en ordonnées les volts efficaces et en abscisses les logarithmes des longueurs d'onde mesurées en mètres. Les cotes des courbes indiquent les pressions correspondantes.

Description des réseaux de courbes. — *Expériences sur un tube de longueur 5 cm. 3 contenant de l'hydrogène.*

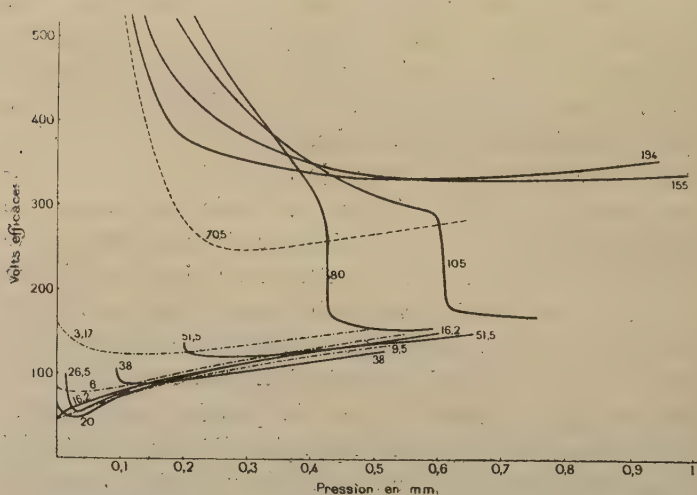


Fig. 17.

Les variations du potentiel explosif avec la pression et avec la fréquence sont représentées respectivement par les réseaux de courbes des figures 17 et 18. Le potentiel d'extinction par les réseaux des figures 19 et 20.

On constate sur les courbes de la figure 18, tracées à pression constante, qu'à partir des plus faibles fréquences, le potentiel explosif croît, lorsqu'on diminue la longueur d'onde, jusqu'à une valeur maximum. Cette valeur est d'autant plus grande que la pression est plus faible et la

longueur d'onde pour laquelle elle est atteinte diminue en même temps que la pression. D'autre part, les courbes de la figure 17 montrent que, dans un intervalle de longueur d'onde compris entre 30 et 200 m. il y a une pression, d'autant plus faible que l'onde est plus courte, pour laquelle

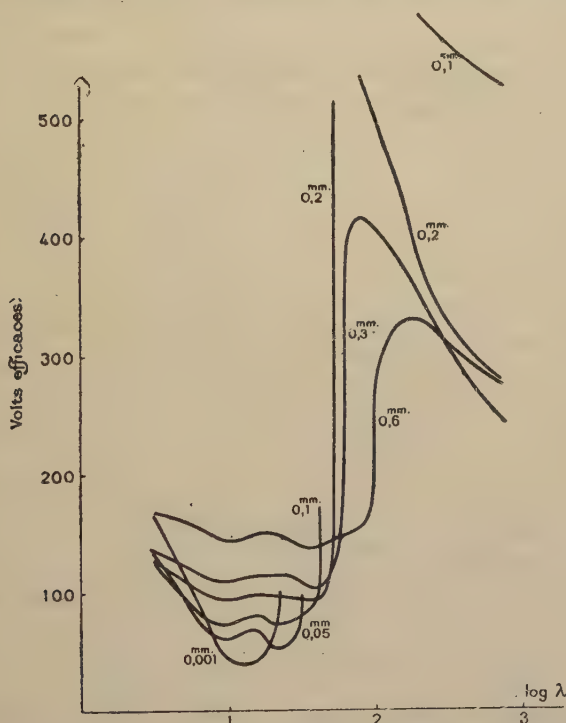


Fig. 18.

une très grande variation du potentiel explosif correspond à une très faible variation de la pression. Ces courbes présentent alors une double inflexion et une région presque verticale. On le voit nettement sur la figure 17, pour les courbes correspondant aux ondes de 105 et 80 m. de longueur d'onde. Pour les courbes cotées 51,5, 38 et 26,5 m., la

brusque croissance du potentiel explosif est tellement grande pour une très faible diminution de pression qu'il devient impossible d'allumer le tube sitôt que la pression tombe au-dessous d'une valeur limite parfaitement définie, tandis qu'au contraire le potentiel explosif est minimum pour une pression très peu inférieure à cette limite. Cette brusque variation de potentiel explosif se traduit sur les courbes à pression constante de la figure 18, par une région rectiligne très peu inclinée sur l'axe des ordonnées.

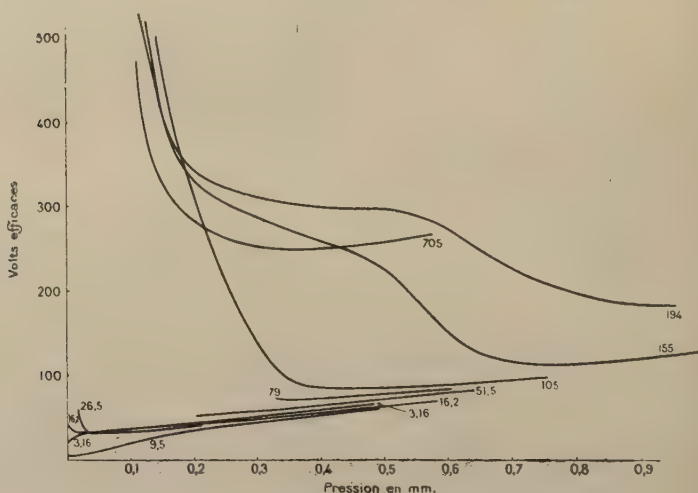


Fig. 19.

La figure 17 montre que la pression pour laquelle, le potentiel explosif est minimum varie dans de très larges limites avec la fréquence. Pour les fréquences basses cette pression croît d'abord lorsque la longueur d'onde diminue et la valeur du potentiel explosif minimum augmente. Au-dessous de 200 m. d'onde, le potentiel explosif minimum diminue au contraire lorsque la longueur d'onde décroît. La pression à laquelle ce minimum se produit est alors d'autant plus basse que la fréquence est plus grande. Pour des lon-

gueurs d'onde inférieures à 20 m., la figure 17 montre que ce minimum se produit à des pressions très basses et correspond à de très faibles potentiels explosifs. Pour les longueurs d'onde 16,2 et 9,5 m., nous n'avons plus observé de pression correspondant à un minimum de potentiel explosif. Aux plus petites pressions sur lesquelles nous avons expéri-

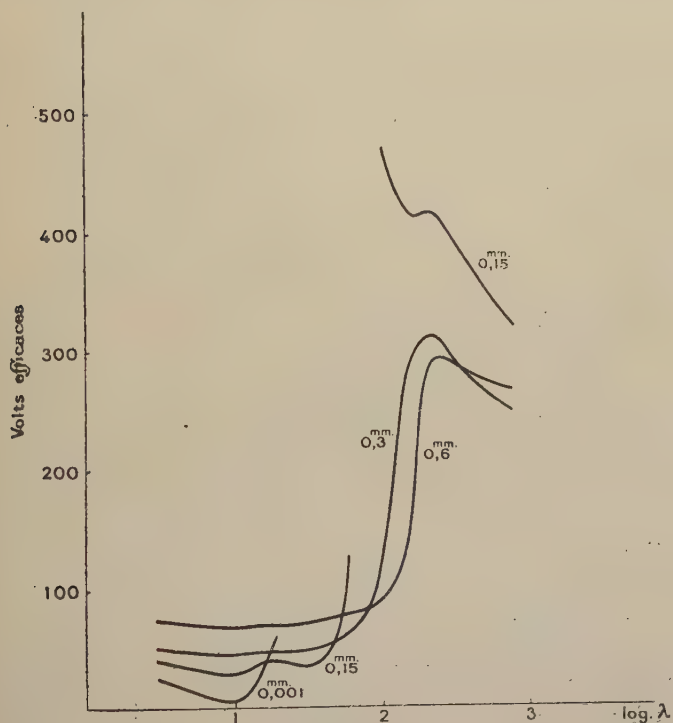


Fig. 20.

menté (0 mm. 00001 de mercure environ), le tube s'allumait d'autant plus facilement que la pression était plus faible. Nous avons déjà signalé que Wood, en 1927, avait constaté qu'à des fréquences du même ordre de grandeur, même dans des vides extrêmement parfaits, la décharge passait encore très facilement.

Pour les longueurs d'onde très courtes de 6 m. à 3 m., la courbe de potentiel explosif remonte, le minimum plus aplati reprend de plus grandes valeurs et se produit à nouveau pour des pressions plus élevées.

Pour 3 m. 17, le potentiel explosif à une pression de 0 mm. 001 de mercure, atteint la valeur de 162 volts efficaces, pour 6 m., de 84 volts efficaces alors que pour 16 m. 2 il n'est que de 41 volts.

Ces variations se traduisent sur les courbes à pression constante du réseau de la figure 18 par l'existence d'un minimum aplati aux grandes pressions de 0 mm. 6 de mercure, mais beaucoup plus accusé pour des pressions très basses. C'est pour la longueur d'onde de 12 m. que le passage de la décharge se produit pour le plus bas potentiel, 40 volts. Le tube ayant 5 cm. 3 de longueur, le champ moyen est inférieur à 7 v. 5 par centimètre.

Les courbes représentant le potentiel d'extinction, pour ce même tube, ont été représentées par les réseaux à fréquence constante de la figure 19 et à pression constante de la figure 20. Le potentiel d'extinction, tout en restant inférieur au potentiel explosif, a des variations analogues à celui-ci.

A pression constante et lorsqu'on diminue la longueur d'onde, il croît d'abord, passe par un maximum, décroît brusquement, puis passe par un minimum pour des longueurs d'ondes voisines de 10 m. Il croît à nouveau en dessous de 10 m. mais beaucoup moins que le potentiel explosif. Pour une pression de 0 mm. 001, le potentiel d'extinction minimum qui correspond à une longueur d'onde de 8 à 9 m. à une valeur extrêmement faible de 4 volts; le champ moyen à l'intérieur du tube est inférieur à 1 volt par centimètre.

Influence de la longueur du tube. — Nous avons repris les mêmes expériences avec des tubes de même diamètre, mais de longueur 10 cm. et 19 cm. 8.

Pour le tube de 10 cm, le réseau du potentiel explosif à fréquence constante est représenté par la figure 21 et à pression constante par la figure 22.

La comparaison des réseaux de la figure 21, correspondant à un tube de 10 cm, de longueur et de celui de la figure 17 montre que :

1° Les courbes relatives aux grandes longueurs d'onde ont beaucoup d'analogie avec celles du tube plus court.

2° Pour les longueurs d'onde comprises entre 200 et

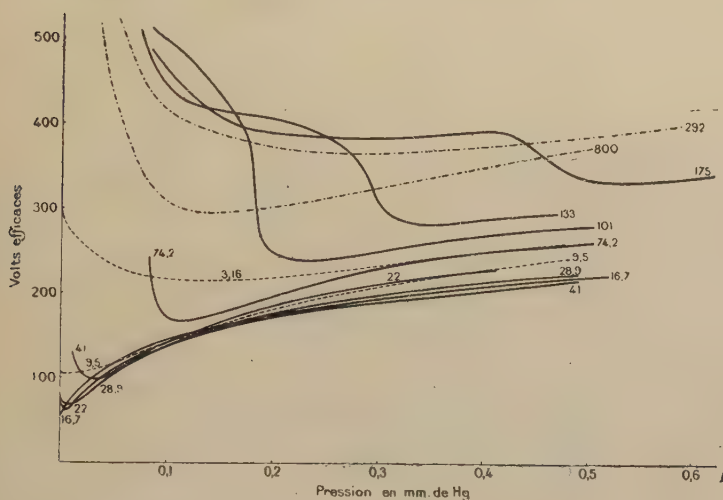


Fig. 21.

30 m., on retrouve les courbes à deux inflexions avec variation brusque du potentiel explosif, pour une pression d'autant plus basse que l'onde est plus courte. Mais cette pression, pour une même longueur d'onde, est beaucoup plus basse pour le tube de 10 cm. que pour le tube de 5 cm. 3. Ainsi avec une longueur d'onde de 101 m. dans le cas du tube de 10 cm., cette pression critique est de 0 mm. 184, tandis que pour un tube de 5 cm. 3 et une longueur d'onde de 105 m., la pression critique est de 0 mm. 61.

A la longueur d'onde 16 m. 7 et pour le tube de 10 cm. le minimum de potentiel explosif est égal à 88 volts et se produit à une pression de 0 mm. 001. Pour une longueur d'onde 16 m. 2 dans le tube de 5 cm. 3, le minimum du potentiel

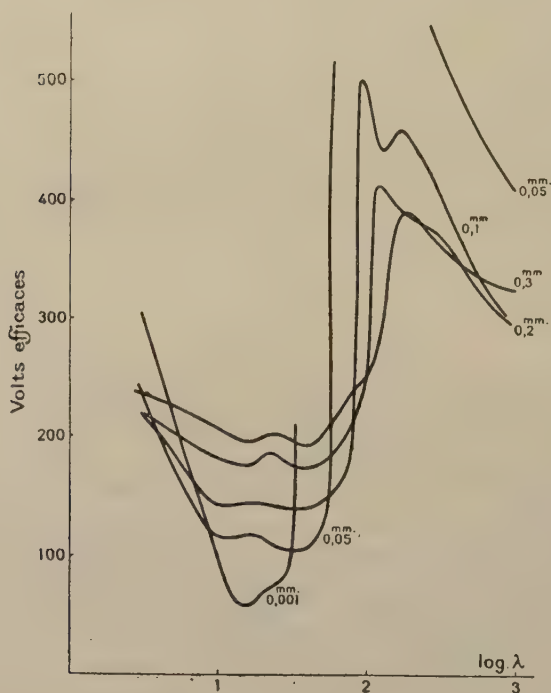


Fig. 22.

explosif est seulement de 41 volts. Le champ par centimètre susceptible de provoquer la décharge dans le tube de 5 cm. 3 est donc de 7 v. 6 par centimètre tandis que pour un tube plus long, 10 cm., il est de 8 v. 8 par centimètre. Ces deux champs sont très voisins.

Lorsque la longueur d'onde diminue au-dessous d'une dizaine de mètres, le potentiel explosif augmente pour toute

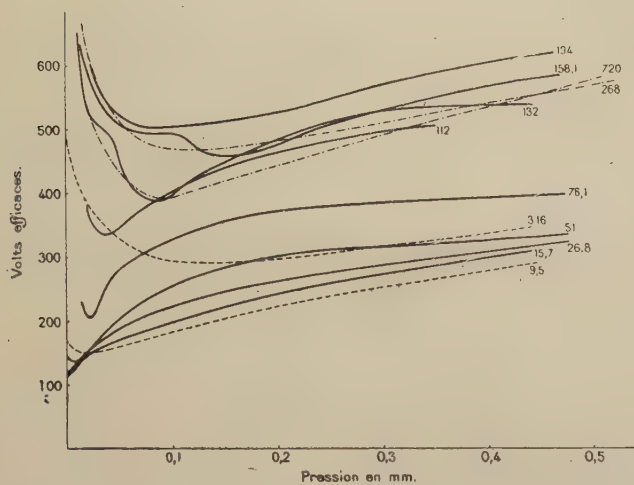


Fig. 23.

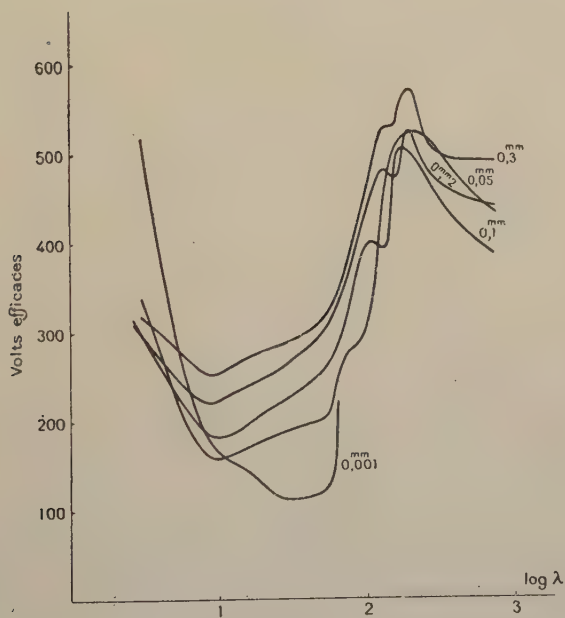


Fig. 24.

pression, comme dans le cas du tube plus court. Pour une longueur d'onde de 3 m. 16 et une pression de 0 mm. 001 il atteint la valeur de 300 volts, tandis que pour un tube de 5 cm. 3 et la même longueur d'onde, il est de 162 volts. Le champ moyen est donc très peu différent dans les deux tubes.

En résumé, la longueur du tube ne modifie beaucoup l'allure générale des courbes de potentiel explosif que dans un intervalle de longueur d'onde, compris entre 200 et 30 m.

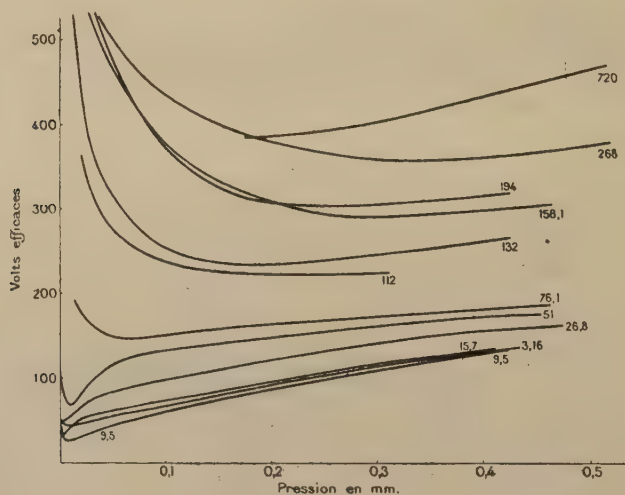


Fig. 25.

Avec un tube de 19 cm. 8 de longueur, les potentiels explosifs sont représentés, sur la figure 23, par des courbes à fréquence constante, sur la figure 24 par des courbes à pression constante.

Les mesures du potentiel d'extinction par les figures 25 à fréquence constante et 26 à pression constante.

L'allure générale des courbes, pour les grandes longueurs d'onde demeure la même.

Entre 200 et 50 m., la forme des courbes est modifiée ; les courbes présentent encore une double inflexion pour des longueurs d'onde de 158 m. μ et 132 m., mais celle-ci correspond à des pressions beaucoup plus faibles que dans le cas des tubes plus courts. Pour 132 m. la brusque variation du potentiel explosif a lieu pour une pression de 0 mm, 06,

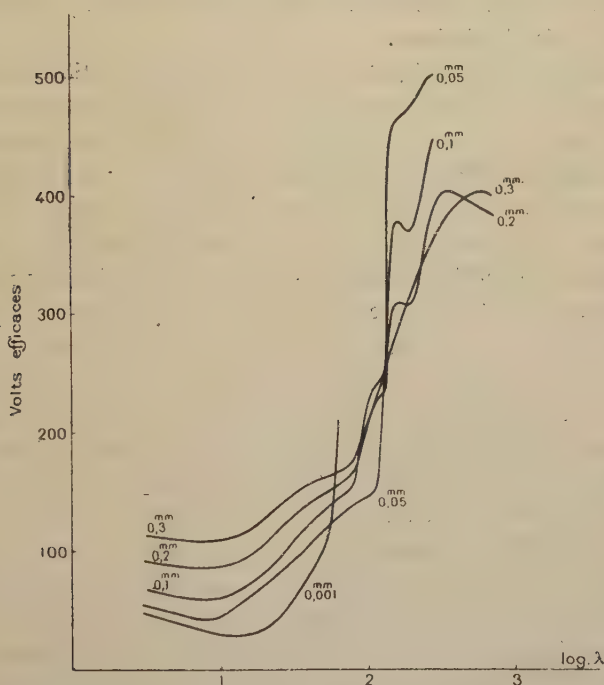


Fig. 26.

alors que pour un tube de 10 cm. et 133 m. de longueur d'onde, on la trouve à une pression de 0 mm. 29. La variation brusque du potentiel explosif est beaucoup moins grande que dans le cas de tubes plus courts.

Pour des longueurs d'onde voisines de 20 m. le minimum du potentiel explosif est le plus bas possible, comme il arrive

pour des tubes plus courts. Pour une pression de 0 mm. 001 et une longueur d'onde de 15 m. 7, il est de 130 volts efficaces. Le champ moyen est alors de 6 v. 6 par centimètre. Ce champ est du même ordre de grandeur qu'avec des tubes de longueur plus faible.

Pour les longueurs d'onde inférieures à 10 m., le potentiel explosif croît rapidement à toute pression, lorsque la longueur d'onde diminue.

Les courbes représentant le potentiel d'extinction (fig. 25 et 26) comparées aux courbes des figures 19 et 20 obtenues pour un tube de 5 cm. 3 montrent des différences de même nature que celles que l'on observe pour le potentiel explosif. Pour 0 mm. 001, le plus faible potentiel d'extinction, trouvé pour la longueur d'onde 15 m. 7, a pour valeur 28 volts ce qui correspond à un champ de 1 v. 4 par centimètre, ce minimum est du même ordre de grandeur que pour un tube plus court.

Influence de la nature du gaz. — Pour étudier les changements dus à la nature du gaz, nous avons fait des expériences avec le tube de 10 cm. de longueur, en remplaçant l'hydrogène par de l'oxygène.

Les résultats obtenus sont représentés par les courbes des figures 27 et 28 tracées respectivement à fréquence et à pression constante.

Le simple examen de ces courbes montre que l'allure du réseau est sensiblement la même que pour le tube de 19 cm. 8 rempli avec de l'hydrogène.

Pour un même tube le potentiel explosif est en général plus grand dans l'oxygène que dans l'hydrogène. Le plus faible potentiel explosif s'observe pour une pression de 0 mm. 001 et 16 m. 3 de longueur d'onde, il est alors de 180 volts. Dans les mêmes conditions, mais avec le même tube rempli d'hydrogène ce minimum est de 88 volts.

D'une façon générale, la modification apportée au réseau

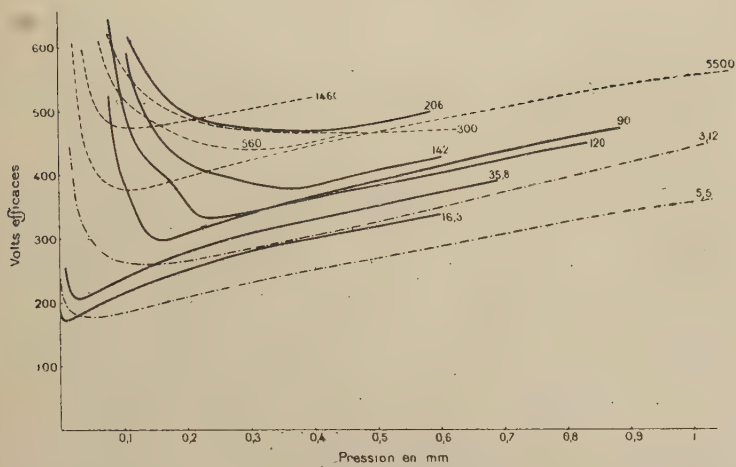


Fig. 27.

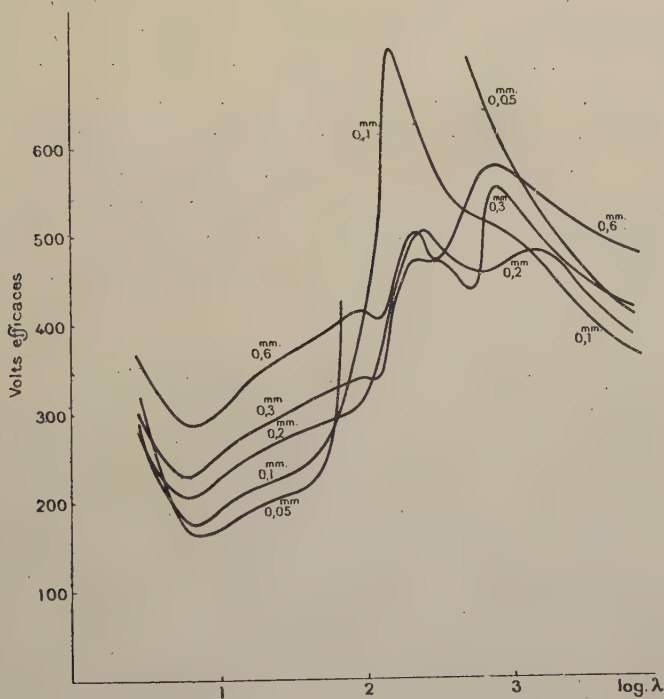


Fig. 28.

en remplaçant l'hydrogène par de l'oxygène est de même nature que celle que l'on observe en augmentant la longueur du tube.

Aspect de la décharge. — Pour les très grandes longueurs d'onde, la décharge, lorsqu'elle s'amorce, est peu lumineuse. La colonne positive, qui occupe le milieu du tube, est stratifiée. Elle est séparée d'une lueur négative, au voisinage des électrodes, par des espaces sombres.

Lorsque la longueur d'onde décroît, la décharge devient plus lumineuse et les stratifications disparaissent.

Pour les longueurs d'onde inférieures à 100 m., la décharge est très lumineuse. La colonne positive ne présente pas de stratifications pour des pressions inférieures au millimètre de mercure. On ne voit plus de lueurs cathodiques sur les électrodes. Aux faibles pressions, il existe un espace noir au voisinage des électrodes, dont les dimensions dépendent de la longueur d'onde, cet espace est d'autant plus étendu que la longueur d'onde est plus grande; aux petites longueurs d'onde, 3 m. par exemple, la colonne lumineuse remplit presque tout l'espace compris entre les électrodes et ne laisse, aux faibles pressions, contre les électrodes qu'un très petit espace sombre de l'ordre du millimètre de largeur.

Interprétation des formes de courbes obtenues. — Pour les longueurs d'onde supérieures à 100 m. la décharge a un aspect identique à celui que l'on obtient à très basse fréquence (50 périodes) et les courbes de potentiel explosif ou de potentiel d'extinction sont très peu différentes. Il y a une colonne positive au centre du tube et une lueur négative sur les électrodes. A ces fréquences basses, l'amplitude des déplacements des charges positives est assez grande pour produire au voisinage des électrodes, à l'instant où elles sont négatives, une accumulation de centres positifs. Cette accumulation provoque l'existence d'une chute rapide de potentiel au voisinage

de la cathode. C'est dans cette partie de la décharge que le champ est le plus intense et que les électrons acquièrent des vitesses suffisantes pour produire l'ionisation par choc. Comme l'a montré Townsend ⁽¹⁾, l'ionisation est due à la fois tant aux chocs des électrons qu'à ceux des particules positives et des molécules du gaz.

Lorsqu'on augmente la fréquence, l'amplitude des mouvements des charges positives diminue, leurs parcours, pendant une alternance de la différence de potentiel, devient beaucoup plus petit que la longueur du tube et la chute cathodique de tension disparaît. Le champ entre les électrodes ne présente plus de brusques variations au voisinage des électrodes. Les vitesses des particules négatives, tout en restant bien supérieures à celles des particules positives, à cause de leur plus faible masse, deviennent aussi plus faibles.

Lorsque la fréquence augmente, entre celles qui correspondent aux longueurs d'onde très grandes et celles qui correspondent aux ondes de quelques centaines de mètres. Le potentiel explosif croît pour toute pression. Cette augmentation est d'autant plus grande que la longueur du tube est plus courte et que la pression est plus basse. On le constate immédiatement sur les réseaux des courbes tracées à pression constante.

Tant que l'amplitude du mouvement des charges négatives reste supérieure à la longueur du tube le potentiel explosif croît avec la longueur d'onde, car les électrons ne peuvent effectuer une oscillation complète, ils sont arrêtés et absorbés par les électrodes. Les particules positives produisent par leurs chocs avec les molécules gazeuses, des ionisations de plus en plus faibles, lorsque la fréquence augmente, car leur inertie est trop considérable pour qu'elles acquièrent durant une alternance une vitesse suffisante. L'ionisation aux hautes

(1) TOWNSEND, Le passage de l'électricité à travers les gaz.

fréquences est alors uniquement due aux chocs électroniques.

Si l'on augmente encore la fréquence, il arrive que l'amplitude du mouvement des charges négatives devient inférieures à la longueur du tube, à ce moment les électrons, dans la région moyenne du tube, peuvent effectuer plusieurs oscillations sans atteindre les électrodes, les électrons libérés dans la partie centrale ne sont plus captés par les électrodes et peuvent contribuer à la formation de nouveaux électrons. Par suite le nombre des électrons croît très rapidement et le potentiel explosif décroît brusquement.

On observe que cette variation brusque du potentiel explosif se produit pour des tubes courts à des pressions beaucoup plus élevées que pour des tubes longs, ceci s'explique aisément.

En effet, pour une même fréquence, les oscillations des charges négatives ont une moins grande amplitude à pression élevée, qu'à basse pression, par suite des chocs avec les molécules gazeuses.

Lorsque la fréquence croît encore, le potentiel explosif après une chute brusque continue à décroître pour les mêmes raisons, jusqu'à des fréquences de l'ordre d'une dizaine de mètres. C'est alors que peuvent se produire à pression basse, les phénomènes de résonance que nous avons étudié dans la première partie de ce travail.

Le gaz est déjà ionisé avant que la décharge lumineuse se produise. Il peut donc y avoir, pour une ionisation voisine de celle qui correspondent à la décharge lumineuse, coïncidence entre les oscillations du champ et la fréquence propre des électrons, l'amplitude des mouvements des électrons et leur vitesse deviennent beaucoup plus grandes. L'ionisation par choc est plus intense et le potentiel explosif est encore réduit, surtout aux faibles pressions, pour lesquelles la résonance n'est pas amortie.

Ces phénomènes se produisent pour les longueurs d'onde

d'une dizaine de mètres, c'est alors que l'on observe aux basses pressions les plus petits potentiels explosifs. La décharge lumineuse s'établit, pour des champs très faibles, même dans un vide très avancé.

Lorsqu'augmentant encore la fréquence, cette résonance se produit pour des ionisations plus fortes, que celles pour lesquelles la décharge lumineuse s'amorce, le potentiel explosif augmente à nouveau.

Quant au potentiel d'extinction, il varie de la même manière, le plus bas potentiel explosif atteint correspond à des longueurs d'onde plus faibles, car comme nous l'avons montré, dans la première partie de ce travail, la fréquence de résonance électronique est d'autant plus faible que l'ionisation est plus forte.

La résonance explique également la très petite valeur du potentiel d'extinction, qui correspond à un champ inférieur à 1 volt par centimètre.

Il y a lieu de remarquer qu'aux fréquences supérieures à celles qui correspondent à la résonance, la distribution des charges dans le tube est très différente de ce qu'elle est aux fréquences inférieures. Pour ces dernières, en effet, les oscillations électroniques sont en phase avec les oscillations du champ. Il en résulte une augmentation du champ au voisinage des électrodes et une diminution dans le reste du tube. Aux fréquences plus grandes, supérieures à la résonance, la phase de l'oscillation électronique est inversée, les charges électroniques sont donc, à l'instant où le champ est maximum, déplacées du côté de l'électrode au potentiel le plus bas. Le champ près des électrodes est diminué, mais il est au contraire augmenté au milieu du tube.

En résumé, les grandes variations à pression constante du potentiel explosif avec la fréquence et les formes complexes des courbes qui les représentent, peuvent s'interpréter de la manière suivante. La partie ascendante des courbes à pression constante, pour les ondes longues, correspond à la dispa-

rition de la chute cathodique de tension, lorsque l'élongation des particules positives devient très petite. La chute rapide du potentiel explosif provient du passage par la coïncidence entre la période des oscillations du champ et la durée de parcours des charges négatives entre électrodes. La très faible valeur du potentiel explosif pour des ondes de l'ordre de 10 m. et les faibles pressions, est expliquée par une résonance sur la période propre des électrons. La nouvelle augmentation du potentiel explosif pour les ondes plus courtes se produit lorsque cette résonance est dépassée. Les variations sont beaucoup plus considérables aux faibles pressions qu'aux grandes à cause du plus faible amortissement des mouvements électroniques.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

Dans la première partie de ce travail, nous avons étudié les propriétés d'un gaz ionisé dans un champ de haute fréquence. L'expérience nous a montré qu'on ne pouvait imaginer, comme on l'admettait jusqu'ici, que, sur les particules électrisées, n'agissaient d'autres forces que celles dues à l'action du champ et des frottements visqueux résultant des chocs. Aux fréquences très élevées les électrons se déplacent parmi les centres positifs plus massifs et presque immobiles. Les actions mutuelles entre les centres électrisés donnent naissance à une force de rappel qui tend à ramener l'électron vers sa position moyenne. Cette force qui, pour les petits déplacements, est proportionnelle à l'écart agit sur l'électron comme une force élastique. L'existence de cette force de rappel entraîne celle d'une période propre d'oscillation, dont la grandeur dépend de l'intensité des actions mutuelles et par suite du nombre d'ions par centimètre cube. Nous avons montré l'existence de phénomènes de résonance lorsqu'il y a coïncidence entre cette période propre et la période des oscillations du champ. En recherchant l'ionisation qui correspond à la résonance pour diverses fréquences, nous avons trouvé que le carré de la fréquence de résonance est proportionnelle à la puissance $\frac{3}{4}$ du nombre d'ions par centimètre cube.

Pour confirmer ces résultats, nous avons étudié l'influence d'un champ magnétique perpendiculaire au champ électrique. Nous avons trouvé un dédoublement de la période d'oscillation, dont l'explication cinématique est tout à fait analogue à celle de l'effet Zeeman. Des mesures de fréquence, nous ont permis de déterminer le rapport de la charge à la

masse de la particule intéressée, nous l'avons trouvé égal à celui de l'électron.

Des phénomènes de résonance se produisent dans la haute atmosphère ionisée lors de la propagation des ondes électromagnétiques, nous avons montré qu'ils fournissent une explication de beaucoup d'observations relatives à la propagation des signaux radiotélégraphiques. La très grande variation d'indice du gaz ionisé au voisinage de la résonance provoque des réflexions parfaites des ondes, sans absorption notable si la pression du gaz est très faible, et sous toute incidence.

Des phénomènes de résonance interviennent nécessairement lors de la décharge en haute fréquence dans un gaz raréfié. La deuxième partie de ces recherches a été consacrée à l'étude de cette décharge. Nous avons surtout étudié comment pour diverses distances entre électrodes variait le potentiel explosif et le potentiel d'extinction en fonction de la fréquence et de la pression. Nous avons observé que :

1° Pour des fréquences inférieures à celles qui correspondent à des longueurs d'onde de 200 m. environ, le potentiel explosif croît avec la fréquence.

2° Pour les ondes comprises entre 200 et 30 m. il est une pression pour laquelle le potentiel explosif décroît très brusquement. Dans cette intervalle de fréquence, la loi de variation du potentiel explosif avec la pression dépend dans de larges limites de la longueur du tube et de la nature du gaz.

3° Pour les ondes courtes de longueur inférieure à 30 m., les phénomènes de résonance étudiés dans la première partie interviennent pour modifier le potentiel explosif et permettre un passage facile de la décharge à des pressions si basses qu'il serait impossible à basse fréquence de faire passer la décharge dans le tube.

Nous avons donné enfin une interprétation des résultats d'expérience.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Hydrogénation catalytique par le platine
et le palladium.**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 16 juillet 1929.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

S. CHARLÉTY.



